

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Номер 4, 2022

---

---

Опыт разработки и создания детекторов тепловых нейтронов  
в НЭОКС ИБР-2 (обзор)

*А. В. Белушкин, А. А. Богдзель, В. И. Боднарчук, О. Даулбаев,  
В. В. Журавлев, А. К. Курилкин, С. А. Куликов, Е. И. Литвиненко,  
В. М. Милков, М. О. Петрова, В. И. Приходько,  
М. М. Подлесный, А. В. Чураков, В. В. Швецов*

5

---

## ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение фазового портрета пучка ионов в ускорителе-тандеме  
с вакуумной изоляцией

*М. И. Бикчурина, Т. А. Быков, Я. А. Колесников, А. Н. Макаров,  
Г. М. Остринов, С. С. Савинов, С. Ю. Таскаев, И. М. Щудло*

18

Метод восстановления спектров короткопробежных частиц  
в реакциях поглощения  $\pi^-$ -мезонов

*Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин, С. В. Розов,  
В. Г. Сандуковский, Б. А. Чернышев*

30

Энергетические характеристики двухканального  
сцинтилляционного спектрометра

*В. И. Алексеев, В. А. Басков, Е. А. Варфоломеева, В. А. Дронов,  
А. И. Львов, А. В. Кольцов, Ю. Ф. Кречетов,  
В. В. Полянский, С. С. Сидорин*

36

Применение метода временных измерений

*Elif Ebru Ermis, Cuneyt Celiktas*

41

Альфа-детектор типа спинтарископ на основе  
многопиксельного счетчика фотонов

*Elif Ebru Ermis, Cuneyt Celiktas*

46

Изготовление и характеристики композитных сцинтилляторов  
на основе литиевого стекла

*Е. С. Кузьмин, Г. Д. Бокучава, И. Ю. Зимин,  
А. А. Круглов, Н. А. Кучинский*

51

---

## **ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА**

Блок запуска управляемого разрядника

*А. А. Козлов, А. В. Козлов, А. В. Шурупов, А. Н. Гусев* 57

Генерация прямоугольных импульсов на базе высоковольтных коммутаторов на транзисторной основе при работе в синхронном и асинхронном режимах

*Я. Е. Жарков, С. И. Мошкунов, И. Е. Ребров,  
В. Ю. Хомич, В. А. Ямщиков* 61

Исследование реверсивно включаемых динисторов в нетрадиционном режиме переключения субмикросекундными импульсами тока управления

*С. В. Коротков, А. Л. Жмодиков, Д. А. Коротков* 69

---

## **ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА**

Метод исследования наносекундных процессов в плазме микропинчового разряда

*А. Н. Долгов, Н. А. Клячин, Д. Е. Прохорович* 77

Фотовольтаический метод определения “быстрой” оси четвертьволновых пластинок

*В. М. Стяпшин, Г. М. Михеев* 84

Сравнительные характеристики методов измерения спектров импульсного рентгеновского излучения

*И. Г. Григорьева, А. А. Макаров, А. Н. Корф, Г. Х. Салахутдинов* 90

Сверхпроводниковая магнитная система спектрометра ядерного магнитного резонанса на частоте 400 МГц

*Н. В. Таряник, Д. В. Варюхин, Д. О. Федюк* 94

---

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

Дозиметрический контроль в угольных шахтах как мера повышения безопасности угледобычи

*Н. Л. Алукер, А. С. Артамонов, М. Herrmann* 98

Измерение распределения частиц по сечению тракта ускорителя  
для моделирования микрометеоритов  
с помощью индукционного датчика

*А. В. Пияков, А. М. Телегин*

106

---

## **ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА**

Исследование вибрационного воздействия  
на пьезорезистивный датчик давления

*Cao Yuxiao, Chen Chunjun, Deng Chao*

115

Погружной микрокриостат растворения  
для СВЧ-спектроскопии и магнитного резонанса

*А. И. Смирнов, Т. А. Солдатов, В. С. Эдельман*

131

---

## **ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

Демонстрационный эксперимент по резонансным колебаниям маятника  
для студенческого практикума по физике

*В. Н. Глазков, М. П. Ракитин*

143

---

## **ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ**

Микроволновый источник нетермальной плазмы атмосферного давления  
на основе волноводного моста

*С. А. Горбатов, И. А. Иванов,  
В. Н. Тихонов, А. В. Тихонов*

149

Модуль питания и связи автономных приборов

*А. И. Дёмко, О. Ю. Семенов*

152

Низкотемпературный газоанализатор с иммерсионной диодной оптопарой  
в экспресс-мониторинге пожароопасного парообразования  
выбросов сжиженного природного газа

*А. В. Загнитько, И. Д. Мацуков, В. В. Пименов,  
С. Е. Сальников, Д. Ю. Федин, С. М. Вельмакин,  
В. И. Алексеев*

155

---

## **СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ**

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 159

Правила публикации в ПТЭ 165

---

---

УДК 539.1.074.8

## ОПЫТ РАЗРАБОТКИ И СОЗДАНИЯ ДЕТЕКТОРОВ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В НЭОКС ИБР-2 (обзор)

© 2022 г. А. В. Белушкин<sup>a,e,f</sup>, А. А. Богдзель<sup>a</sup>, В. И. Боднарчук<sup>a,b,e</sup>, О. Даулбаев<sup>a,d</sup>, В. В. Журавлев<sup>a</sup>, А. К. Курилкин<sup>a</sup>, С. А. Куликов<sup>a</sup>, Е. И. Литвиненко<sup>a</sup>, В. М. Милков<sup>a</sup>, М. О. Петрова<sup>a,b,\*</sup>, В. И. Приходько<sup>a</sup>, М. М. Подлесный<sup>a,c,\*\*</sup>, А. В. Чураков<sup>a</sup>, В. В. Швецов<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> Объединенный институт ядерных исследований  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

<sup>b</sup> Государственный университет “Дубна”  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Университетская, 19

<sup>c</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)  
Россия, 141701, Долгопрудный Московской обл., Институтский переулок, 9

<sup>d</sup> Институт ядерной физики  
Казахстан, 050032, Алматы, ул. Ибрагимова, 1

<sup>e</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”  
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

<sup>f</sup> Казанский федеральный университет Институт физики  
Россия, 420008, Казань, ул. Кремлевская, 18

\*e-mail: mbelova@jinr.ru

\*\*e-mail: podlesny@phystech.edu

Поступила в редакцию 03.03.2022 г.

После доработки 21.03.2022 г.

Принята к публикации 01.04.2022 г.

Одним из важнейших направлений деятельности НЭОКС ИБР-2 является развитие и создание детекторных технологий, на основе которых создаются детекторы для экспериментальных установок. В данной работе представлены детекторные системы, разработанные в НЭОКС ИБР-2 и успешно применяемые на исследовательских установках или готовящиеся к применению в обозримом будущем.

DOI: 10.31857/S0032816222050020

### ВВЕДЕНИЕ

В 1977 г. в Объединенном институте ядерных исследований был произведен физический пуск пульсирующего реактора ИБР-2. С тех пор ИБР-2 является основной исследовательской установкой Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка и базовой установкой ОИЯИ. Номинальная мощность реактора составляет 2 МВт, а длительность импульса 320 мкс. Плотность потока тепловых нейтронов с поверхности теплового замедлителя составляет  $10^{13}$  нейтронов/(см<sup>2</sup>·с). Реактор ИБР-2 имеет 14 исследовательских каналов для вывода нейтронных пучков, предназначенных для проведения исследований конденсированных сред и биологических систем методами рассеяния нейтронов. В каналах вывода формируются пучки нейтронов, которые направляются на специализированные установки, каждая из которых оборудо-

вана системой детектирования нейтронного излучения, адаптированной к методике измерений, применяемой на установке.

Поскольку нейтроны не имеют электрического заряда, то они не являются прямо ионизирующим излучением, в связи с чем для их регистрации применяются конвертерные материалы и регистрируются вторичные заряженные частицы, образованные в результате взаимодействия нейтронов и атомных ядер материала конвертера. Для повышения эффективности регистрации применяются материалы с большими сечениями захвата тепловых нейтронов, такие как <sup>6</sup>Li, <sup>10</sup>B, <sup>3</sup>He, <sup>155</sup>Gd и <sup>157</sup>Gd.

Наиболее распространенными реакциями, используемыми в детекторах тепловых нейтронов, являются:

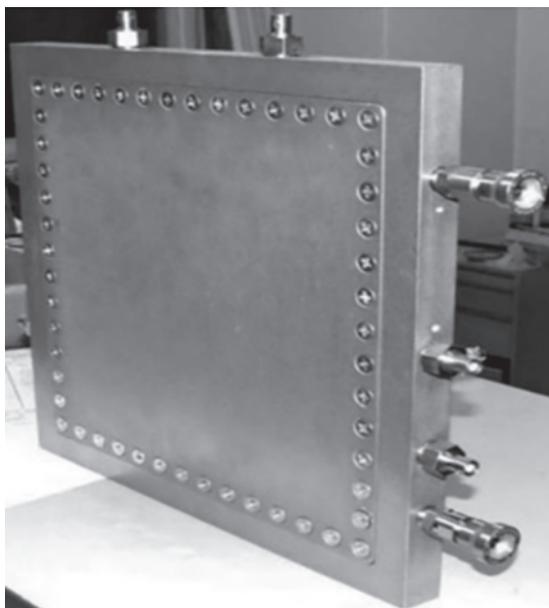
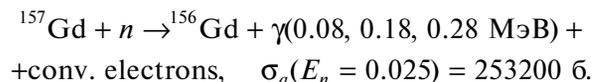
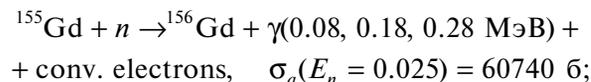
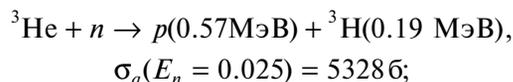
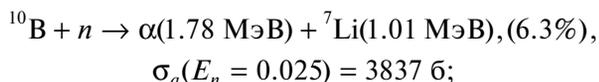
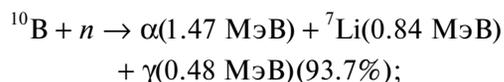
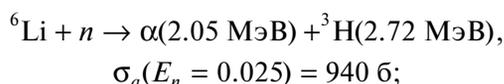


Рис. 1. Внешний вид двухкоординатного монитора тепловых нейтронов типа МПК с конвертером  $^3\text{He}$ .



В настоящее время в Научно-экспериментальном отделе комплекса спектрометров (НЭОКС) ИБР-2 ОИЯИ освоены технологии изготовления детекторов двух типов: газовых на основе  $^3\text{He}$  и твердотельных на основе  $^6\text{Li}$  в составе сцинтилляционного (neutron detection – ND) экрана ( $^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ ).

### ДВУХКООРДИНАТНЫЙ МОНИТОРНЫЙ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

В НЭОКС ИБР-2 разработан и создан гелиевый двухкоординатный позиционно-чувствительный мониторный детектор типа многопроволочная пропорциональная камера (МПК) [1]. Основной задачей этого детектора является измерение профиля прямого пучка тепловых и холодных нейтронов для оценки качества работы формирующих устройств – коллиматоров. Так как плотность потока нейтронов в прямом пучке может достигать  $10^{10}$  нейтронов/см<sup>2</sup>/с, то профилометры, как правило, обладают низкой эффективностью регистрации. В данном случае она составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ , и эта цифра может изменяться в зависимости от состава газовой смеси. МПК может применяться как на стационарных, так и на импульсных источниках нейтронов. На рис. 1 показан внешний вид монитора.

МПК включает в себя систему из трех плоскостей: двух катодных, расположенных на расстоянии 12 мм друг от друга, и анодной плоскости,

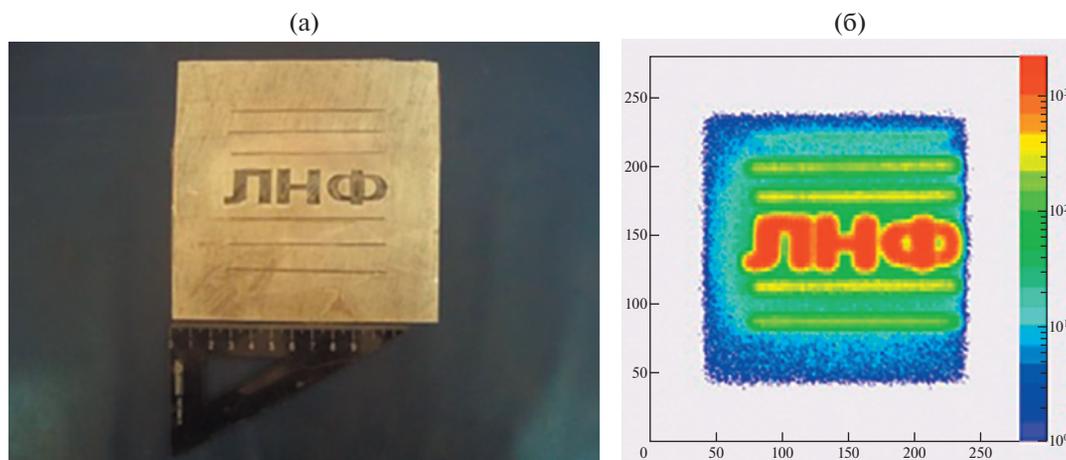


Рис. 2. а – кадмиевая маска с аббревиатурой Лаборатории нейтронной физики (ЛНФ); б – результат засветки детектора МПК в течение 15 мин на канале № 10 ИБР-2 с использованием этой маски.

расположенной между ними. Плоскости представляют собой текстолитовые рамки с натянутыми на них тонкими позолоченными проволоками. Проволоки на катодных плоскостях расположены перпендикулярно друг другу. Для определения координаты реализован метод линии задержки [2].

Для регистрации нейтронов используется рабочая газовая смесь, состоящая из конвертера нейтронов  $^3\text{He}$  и гасящего газа  $\text{CF}_4$ . Для использования монитора при высоких нагрузках ( $>10^5$  нейтронов/см $^2$ /с) в качестве конвертера нейтронов может использоваться чистый азот  $\text{N}_2$ .

На рис. 2 представлена кадмиевая маска (слева) и результат засветки детектора в течение 15 мин на канале № 10 ИБР-2 с использованием этой маски (справа). Состав газовой смеси 50 мбар  $^3\text{He}$  + 950 мбар  $\text{CF}_4$ . Напряжение на аноде 3.3 кВ. Время экспозиции составило 15 мин.

Пространственное разрешение детектора МПК составляет 2 мм вдоль оси  $X$  и 2.4 мм вдоль оси  $Y$ . Пространственная неоднородность при равномерной засветке детектора составила 15% по оси  $Y$  и 5% по оси  $X$  [2].

#### СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ АСТРА

В НЭОКС ИБР-2 создан сцинтиляционный детектор АСТРА для фурье-стресс-дифрактометра (ФСД) на канале № 11а реактора ИБР-2 [3]. Детектор применяется для измерения остаточных напряжений в объемных образцах. Точность измерений таким детектором повышена благодаря квадратной форме сечения рассеивающего объема. Такая форма обеспечивается рассеянными и коллимированными падающими пучками, пересекающимися под углом  $90^\circ$ . Поэтому два плеча детектора размещены при углах рассеяния  $2\theta = \pm 90^\circ$  (рис. 3).

Форма детектирующей поверхности обусловлена использованием метода временной фокуси-

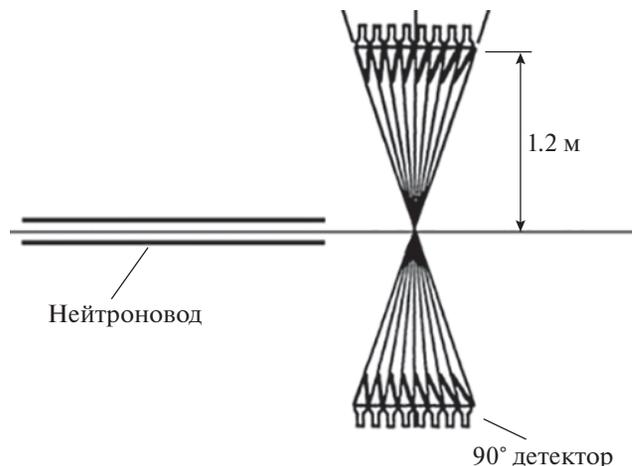


Рис. 3. Расположение плеч детекторной системы АСТРА относительно пучка на ФСД.

ровки. В данном случае нейтроны разных энергий, стартующие одновременно от фурье-прерывателя, после дифракции на одном и том же рассеивающем центре достигают детектирующей поверхности одновременно. Это позволяет определять структуру материала по времени регистрации нейтронов.

Каждое плечо детектора имеет 4 сектора. Каждому сектору соответствуют 4 отдельных нейтронных счетчика (рис. 4). Каждый счетчик включает в себя сцинтиляционный экран, спектросмещающие оптические волокна, покрывающие поверхность сцинтиллятора, ФЭУ, а также светоизолирующий корпус, защиту от нейтронного фона и узел крепления модуля к юстировочному устройству. Внутреннее устройство одного счетчика показано на рис. 5.

В качестве детектирующего материала был выбран сцинтиляционный ND-экран фирмы Applied Scintillation Technologies Ltd. [4] толщиной 0.42 мм. По данным производителя, эффектив-

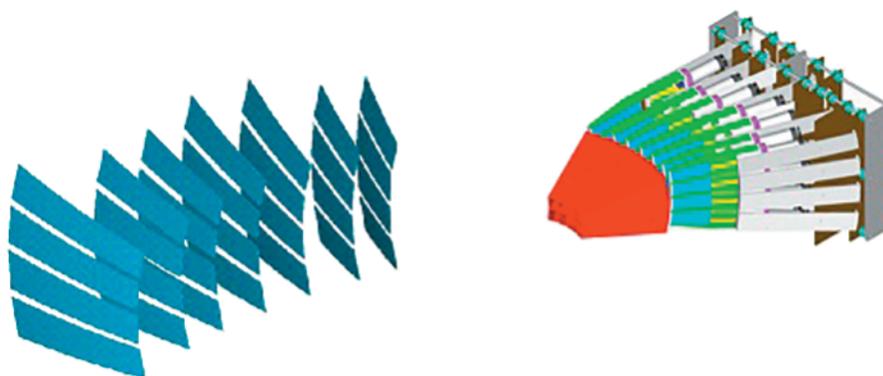
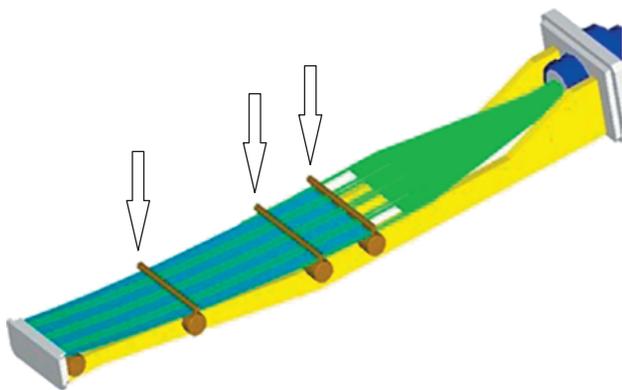


Рис. 4. Форма и расположение детектирующих поверхностей (слева) и вид плеча регистрации (справа) детекторной системы АСТРА.



**Рис. 5.** Внутреннее устройство модуля детектора. Профиль поверхности экрана может быть изменен с помощью четырех цилиндрических опор (показаны стрелками), положение которых регулируется при сборке модуля.

ность поглощения тепловых нейтронов ND-экраном при нормальном падении составляет 32% для длины волны нейтрона  $1.8 \text{ \AA}$ , а чувствительность к  $\gamma$ -квантам –  $10^{-6}$ . В детекторе АСТРА поверхность регистрации расположена под углом к рассеянному пучку нейтронов, что увеличивает эффективную толщину ND-экрана и, соответственно, эффективность поглощения до 72%. Прозрачность ND-экрана к собственному излучению невысока, поэтому повышение эффективности регистрации было достигнуто с помощью двухстороннего светосбора.

При изготовлении счетчика использовались спектросмещающие волокна марки ВСF91А про-

изводства фирмы VICRON с диаметром 1 мм. В качестве фотоумножителя был выбран ФЭУ фирмы PHOTONIS марки XP2262B. Светоизолирующий корпус объединен с защитой от нейтронного фона, в качестве материала защиты используется карбид бора. Полностью собранный счетчик показан на рис. 6.

Результаты измерений времяпролетных спектров, измеренных на дифрактометре ФСД (канал № 11а реактора ИБР-2) представлены на рис. 7.

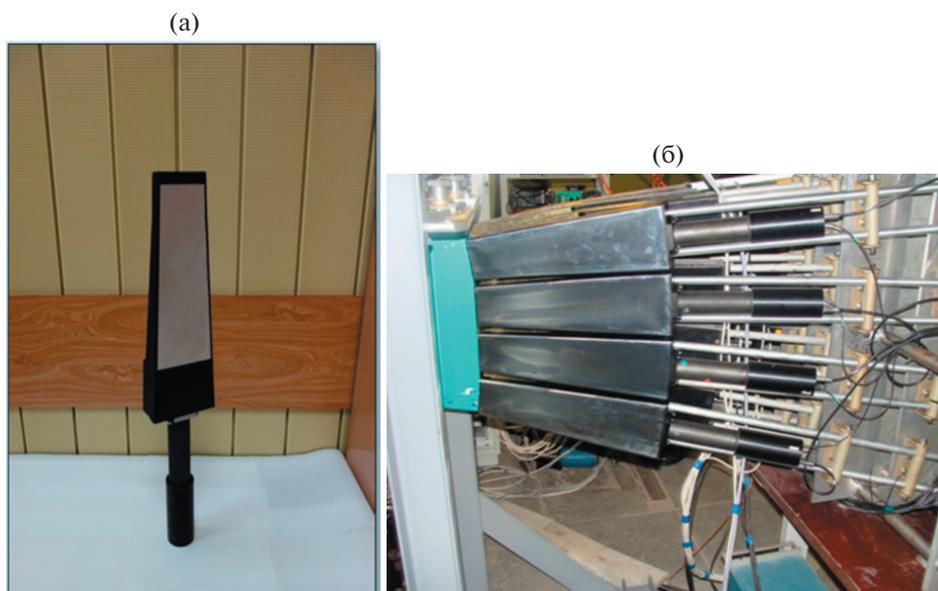
В конце 2024 года произойдет плановая замена детектора АСТРА на детектор АСТРА-М.

### СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ АСТРА-М

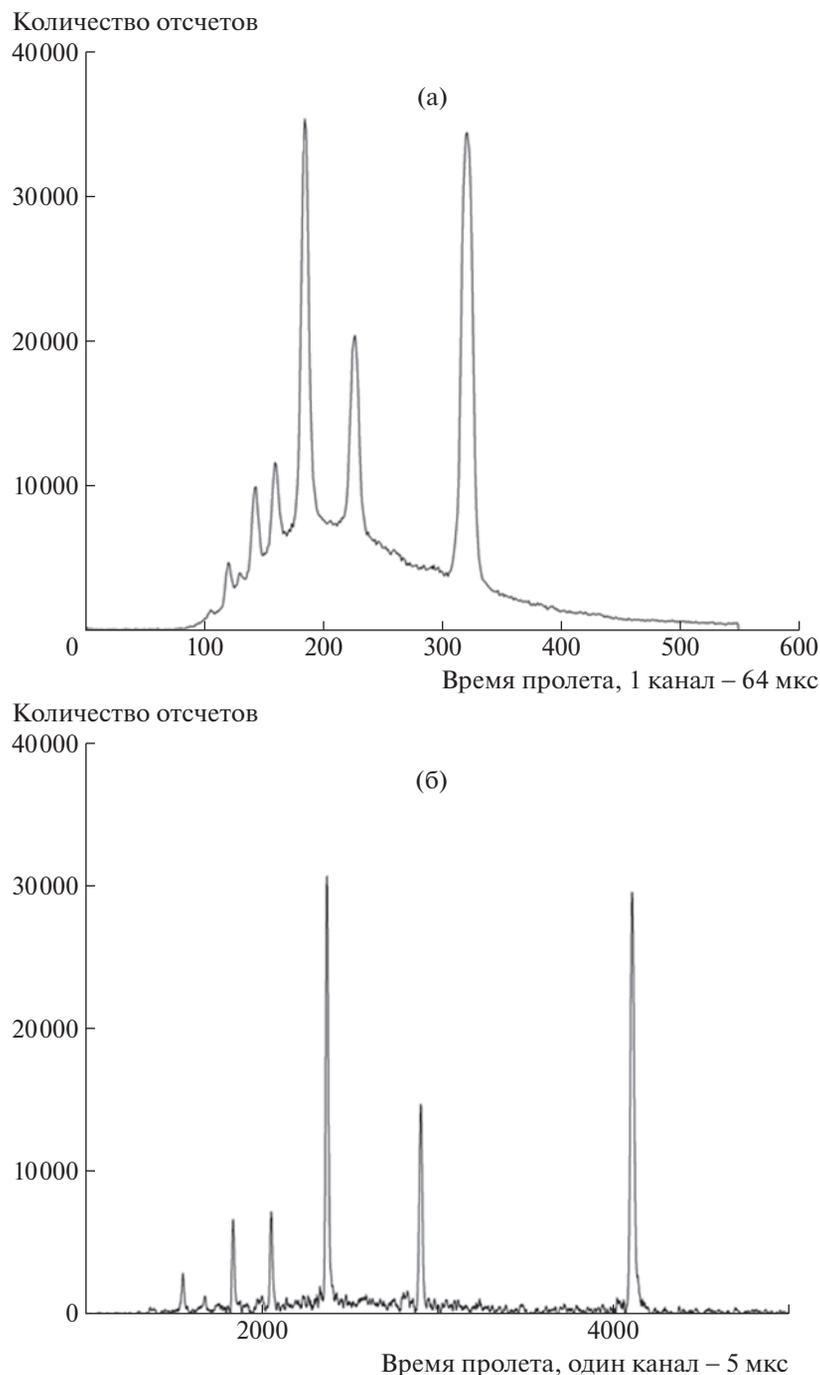
Применение новых методик сборки позволило создать детектор, имеющий ряд преимуществ перед детектором АСТРА:

- значительное увеличение апертуры при углах рассеяния  $2\theta = \pm 90^\circ$ , а также значительное уменьшение мертвых зон детектора;
- новая система формирования поверхностей ND-экранов для временной фокусировки;
- унификация нейтронных счетчиков, упрощающая процесс создания и обслуживания детектора;
- новая система позиционирования счетчиков, упрощающая процесс юстировки детектора.

Конструкционные особенности детектора АСТРА-М позволяют значительно сократить требуемые для его изготовления материальные и трудовые ресурсы, а также упрощают его сборку и



**Рис. 6.** а – собранный сцинтилляционный счетчик детектора АСТРА; б – вид счетчиков в составе дифрактометра ФСД.



**Рис. 7.** Времяпролетные спектры: **а** – низкого (64 мкс) и **б** – высокого (5 мкс) временного разрешения электроники сцинтилляционных счетчиков.

эксплуатацию. АСТРА-М будет располагаться на месте своего предшественника АСТРА под углами  $2\theta = \pm 90^\circ$  относительно образца. Схематично изображение детекторной системы представлено на рис. 8.

Детектор АСТРА-М имеет новую унифицированную конструкцию счетчиков с современными ФЭУ (R3998-100-02 [5]) и более точную систему юстировки.

В данной модификации 8 элементов, плотно примыкающих друг к другу и образующих одну поверхность временной фокусировки, объединены в один счетчик. Спектрсмещающие оптические волокна со всех восьми экранов собираются на один фотоэлектронный умножитель. Все сцинтилляционные экраны размещены на подложке из карбида бора и эпоксидной смолы и окружены светоизолирующим корпусом.

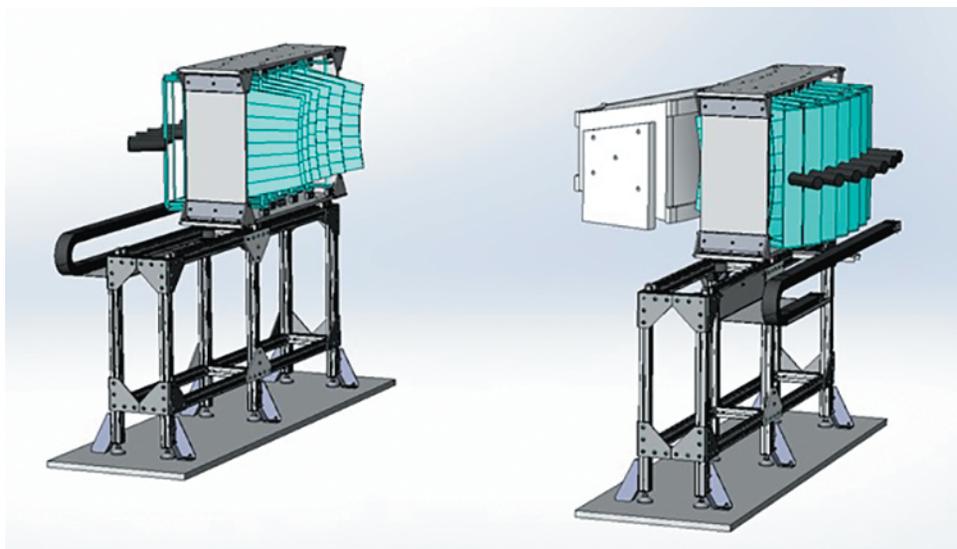


Рис. 8. Схема детектора АСТРА-М.

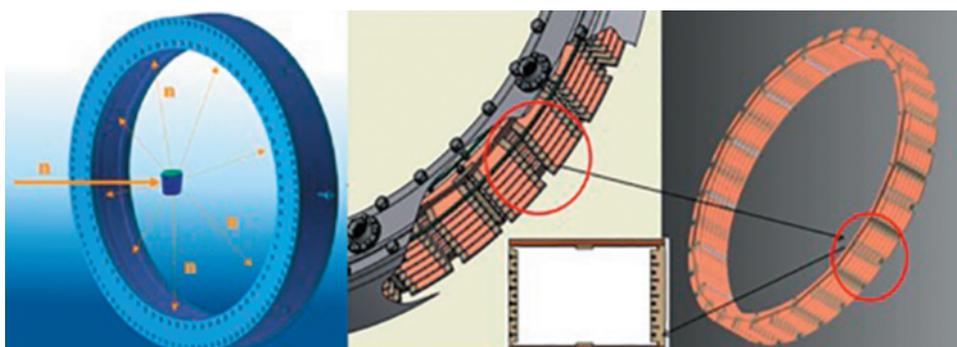


Рис. 9. Схема многосекционного кольцевого газового детектора.

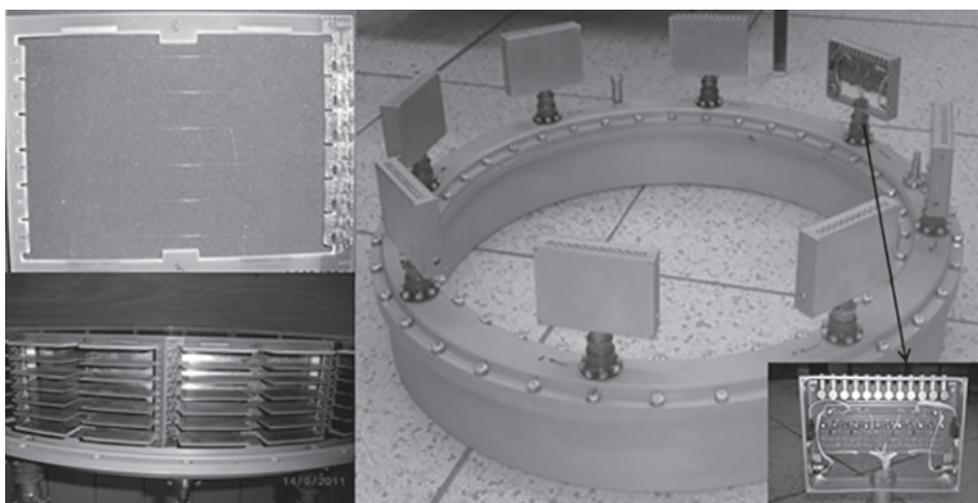


Рис. 10. Фотографии корпуса (справа), внутренней части детектора (слева внизу), рамки с анодными проволочками (слева сверху) и усилителя-формирователя (вставка справа).

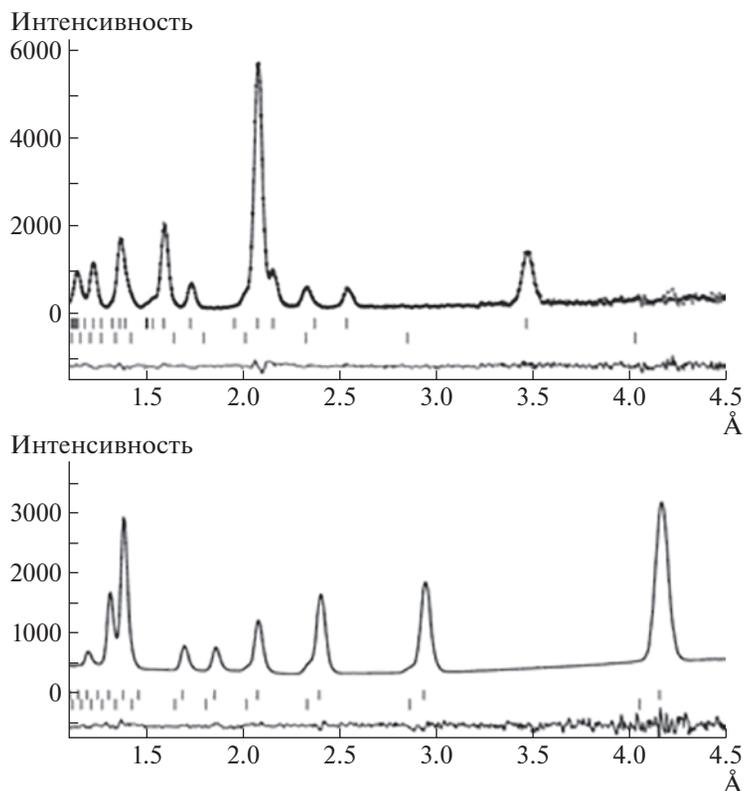


Рис. 11. Измеренные многосекционным кольцевым детектором времяпролетные спектры  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (вверху) и  $\text{LaB}_6$  (внизу).

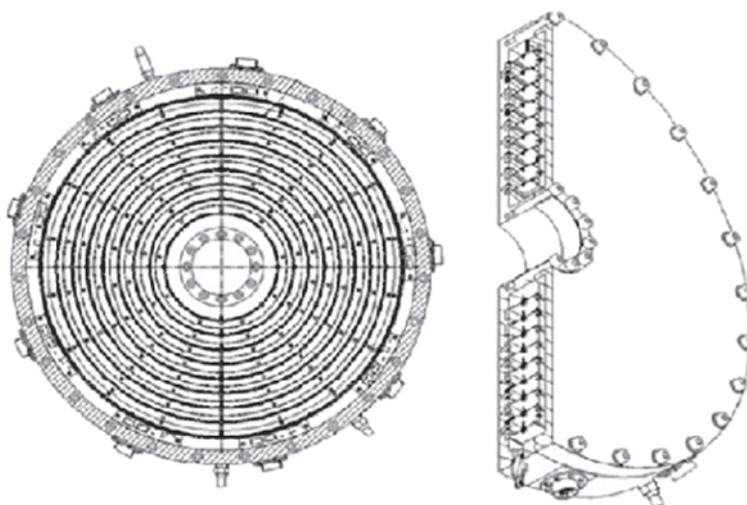


Рис. 12. Схема кольцевого двухкоординатного газового детектора для регистрации малоуглового рассеяния тепловых нейтронов.

Каждое из двух плеч детектора АСТРА-М содержит 7 независимых счетчиков с отдельным выводом электронного сигнала.

Аналоговая электроника детектора включает в себя многоканальный усилитель-формирователь и амплитудный дискриминатор, сигналы с кото-

рого подаются на систему сбора и накопления данных МРД-32 [6]. Система накопления регистрирует для 14-ти счетчиков детектора независимые времяпролетные спектры, которые впоследствии обрабатываются в единый времяпролетный спектр для данного образца.



**Рис. 13.** Фотографии кольцевого двухкоординатного газового детектора для измерения малоуглового рассеяния тепловых нейтронов (слева), его электродной системы (в центре) и предусилителей (справа).

### МНОГОСЕКЦИОННЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ДЕТЕКТОР ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ В АКСИАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Многосекционный кольцевой детектор тепловых нейтронов работает на дифрактометре ДРВ (дифракция в реальном времени, канал ба реактора ИБР-2) для регистрации обратно рассеянных нейтронов [7]. Телесный угол, охватываемый детектором, составляет  $\Delta\Omega_f = 5.184$  ср.

Формула Вульфа–Брегга связывает межплоскостное расстояние с длиной волны падающего излучения и углом рассеяния. Длина волны определяется по времени пролета нейтрона, поэтому для определения размеров фракции или межплоскостного расстояния достаточно измерить только угол рассеяния нейтрона. Схема кольцевого газового детектора представлена на рис. 9. Детекторное кольцо разделено на 16 секторов, расположенных в общем газовом объеме.

Каждый сектор детектора состоит из рамки с шестью анодными проволочками, которые разграничены миллиметровыми текстолитовыми пластинами, служащими катодами. Общее количество независимых детектирующих элементов в газовом кольце 96. Форма одного детекторного элемента представляет собой параллелепипед с размерами  $123 \times 40 \times 12$  мм. Телесный угол детекторного элемента составляет  $\Delta\Omega_f = 0.054$  ср в положении образца, представленном на рис. 9, а угловое соотношение ширины отдельного элемента к расстоянию его до центра кольца составляет  $\Delta\Omega_q = 0.005$  ср.

Для оптимизации измерений и снижения уровня электронных шумов предусилители детекторных элементов расположены внутри газового объема на рамке с анодными нитями. На рис. 10 представлены фотографии корпуса, внутренней части детектора и рамки с анодными проволочками и предусилителями. Сигналы с предусилителей от двух парных секций поступают на многоконтактные выходные разъемы, к которым

подключаются 12-канальные усилители-формирователи, закрепленные непосредственно на корпусе детектора. Для улучшения фоновых условий был спроектирован и изготовлен защитный кожух из борированного полиэтилена.

На рис. 11 показаны времяпролетные спектры, измеренные на кольцевом детекторе с использованием газовой смеси 4 бар  $^3\text{He}$  + 500 мбар  $\text{Ar}$  + 30 мбар  $\text{CO}_2$ . В качестве образцов взяты оксид алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и борид лантана  $\text{LaB}_6$ . Время экспозиции составило 12 мин.

### ДУХКООРДИНАТНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ДЕТЕКТОР МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Для проведения экспериментов по малоугловому рассеянию нейтронов в НЭОКС ЛНФ был разработан и собран двухкоординатный кольцевой детектор (рис. 12, 13) [8]. В его основе лежит схема одномерного позиционно-чувствительного кольцевого детектора тепловых нейтронов, описанная в [9].

Данный детектор подходит для исследований структурных параметров кристаллических решеток, биологических объектов и кинематики различных физико-химических процессов. Также он может применяться для измерения осевой и угловой анизотропии пучка тепловых нейтронов, рассеянных после дифракции на образце. Основная идея заключается в том, что детектор измеряет рассеянный пучок под несколькими дискретными углами, определяемыми положениями колец. Детектор разделен на 9 колец с общей осью, расположенных друг относительно друга на одинаковом расстоянии с шагом 12 мм.

Каждое кольцо изготовлено из изоляционного материала – стеклотекстолита, фольгированного медью, что позволяет определять угол рассеяния нейтронов. Медь, выступающая в роли проводника, на поверхности стеклотекстолита разделена на 16 электрически изолированных друг от

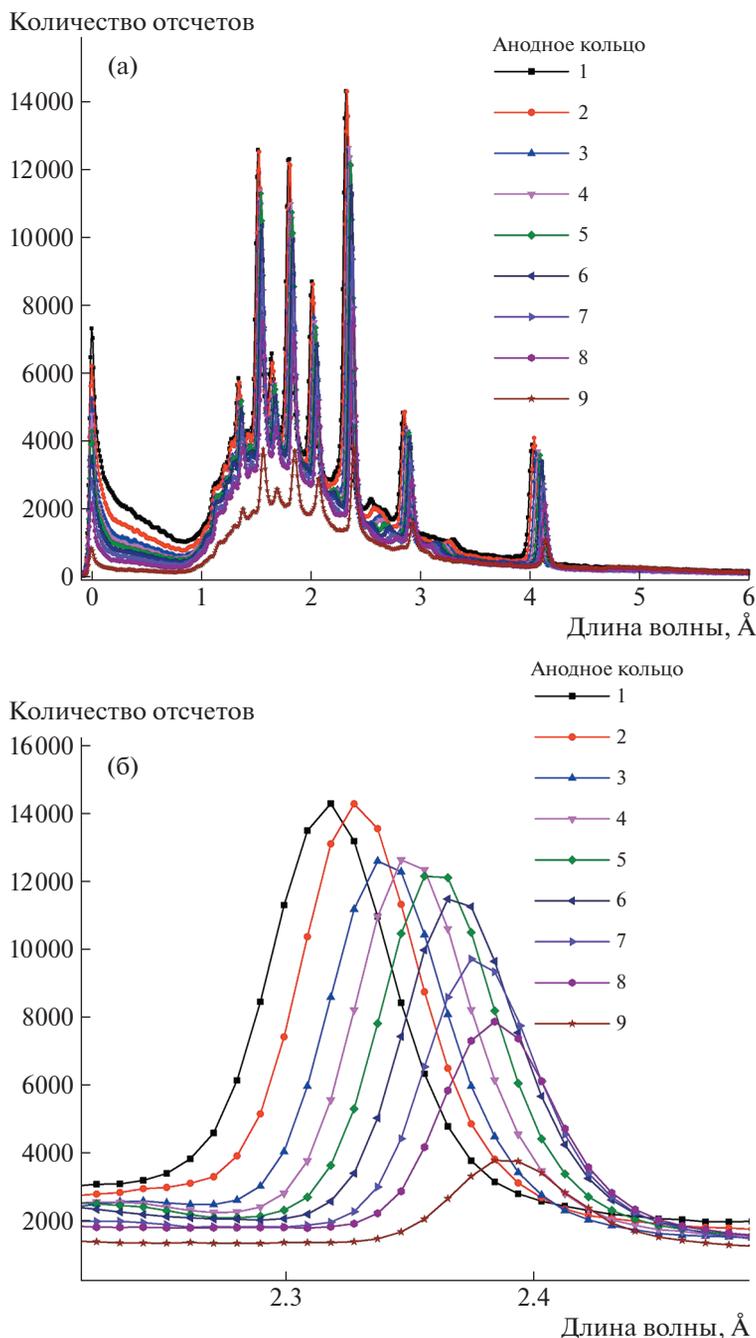


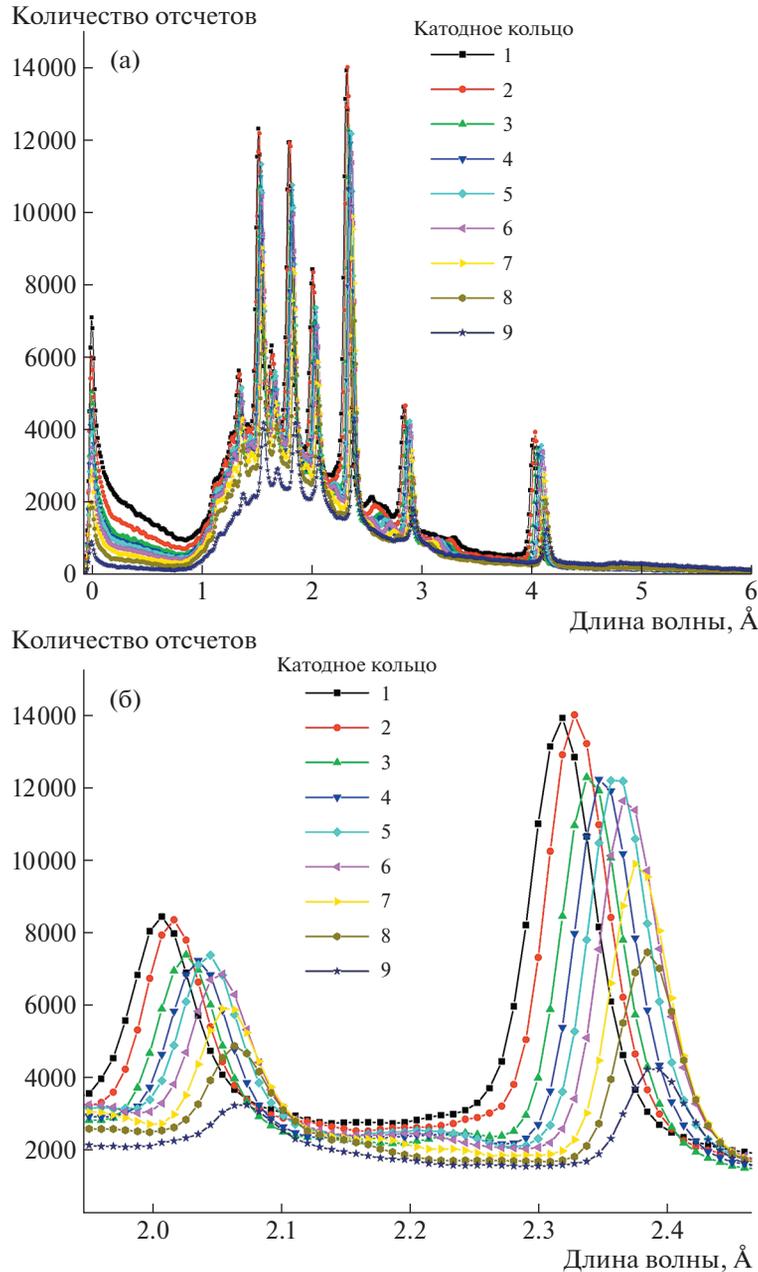
Рис. 14. а – времяпролетные спектры по кольцам (сумме 16-ти катодов), полученные с анодов кольцевого детектора; б – увеличенный вид части спектра.

друга катодов, с поверхности которых снимается заряд, индуцированный движением электронно-ионной лавины.

Катоды располагаются на внутренней поверхности каждого кольца и имеют форму четырехугольника. Таким образом, каждый отдельный катодный сегмент занимает  $\sim 22.5^\circ$ . В детекторе реализован метод индивидуального съема сигнала, он осуществляется с анодных нитей (общие

для каждого отдельного кольца) и с каждого из 16-ти катодов – всего 144 независимых детектора. Электроника сбора включает в себя 153 канала регистрации.

Явным преимуществом данного детектора по сравнению с системами, состоящими из нескольких счетчиков, является общий газовый объем и компактное размещение электроники, что позво-



**Рис. 15.** а – времяпролетные спектры по кольцам (сумме 16-ти катодов), полученные с катодов кольцевого детектора; б – увеличенный вид части спектров.

ляет минимизировать мертвые зоны детектора и сократить время экспозиции.

Тестирование работы кольцевого детектора было проведено на установке ДРВ на шестом канале реактора ИБР-2. Были проведены калибровочные измерения с образцами, имеющими равномерное рассеяние нейтронов. Измерения проводились с тестовой газовой смесью 1.5 бар Ag + 25 мбар  $^3\text{He}$  + 20 мбар  $\text{CO}_2$ . Полученные результаты представлены на рис. 14, 15.

### ШИРОКОАПЕРТУРНЫЙ ДЕТЕКТОР ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Фурье-дифрактометр высокого разрешения (ФДВР) на реакторе ИБР-2 является одной из трех-четырех нейтронных дифракционных установок в мире, где можно осуществлять эксперименты, требующие разрешающей способности  $\Delta d/d \approx 0.001$  и лучше [10]. В целях модернизации дифрактометра разработан широкоапертурный сцинтилляционный детектор обратного рассеяния (ДОР) [11] на основе сцинтиллятора  $\text{ZnS}(\text{Ag})/^6\text{LiF}$

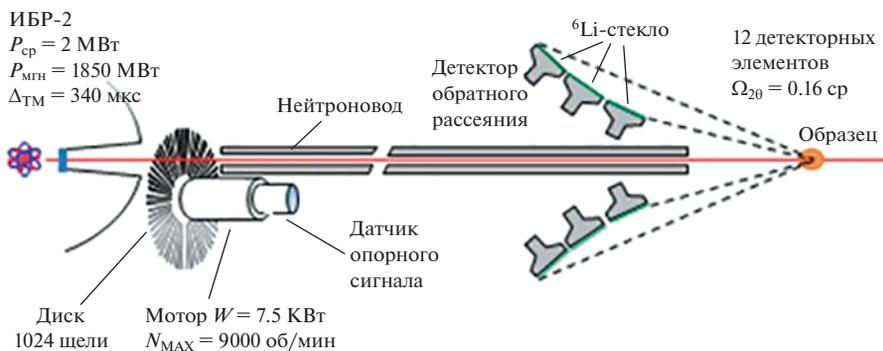


Рис. 16. Схема ФДВР на реакторе ИБР-2.

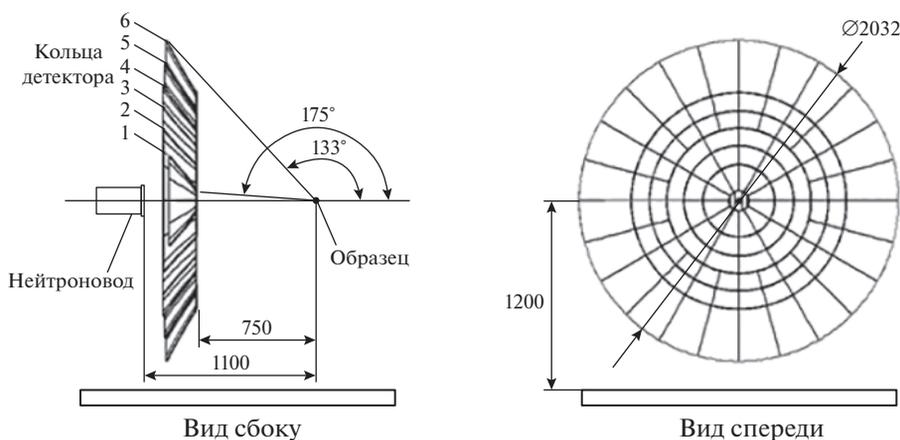


Рис. 17. Схема детектора обратного рассеяния с большой апертурой.

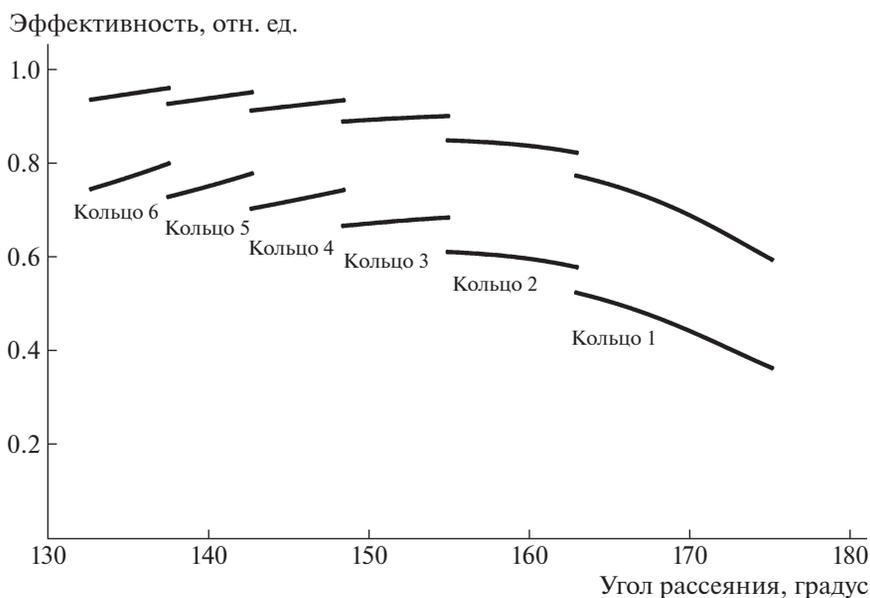


Рис. 18. Зависимость эффективности конвертации тепловых нейтронов от угла рассеяния.

на замену представленных на рис. 16 детекторов на основе Li-стекло.

В детекторе ДОР реализована комбинированная электронно-геометрическая фокусировка. ДОР будет перекрывать углы рассеяния  $2\theta = 133^\circ - 175^\circ$  в цилиндрической геометрии. Телесный угол, соответствующий таким значениям углов рассеяния, составит примерно  $\Omega_{2\theta} \approx 2.0$  ср, что, по сравнению с существующим детектором ФДВР ( $\Omega_{2\theta} \approx 0.16$  ср), больше в  $\sim 12.5$  раз.

Детектирующая поверхность выполнена из сцинтилляционного ND-экрана фирмы Applied Scintillation Technologies Ltd. [4] толщиной 0.42 мм для обеспечения высокого и сверхвысокого разрешения. Данный сцинтиллятор имеет низкую чувствительность к  $\gamma$ -квантам ( $10^{-6}$ ) по сравнению с Li-стеклами. Свет от сцинтилляционных экранов поступает на фотоумножители R3998-100-02 [6] с помощью оптических спектросмещающих волокон толщиной 1 мм фирмы Vicron.

На рис. 17 схематично показан предлагаемый вариант детектора с большой апертурой. Детектор имеет кольцевую структуру, отражающую осевую симметрию рассеяния нейтронов на образце. Он содержит 6 кольцевых сборок (колец) из сцинтилляционных экранов. Три внешних кольца разделены на секторы по  $15^\circ$ , а три внутренних – на секторы по  $30^\circ$ , всего 108 секторов. Шесть кольцевыхборок полностью перекрывают область углов рассеяния  $2\theta = 133^\circ - 175^\circ$ . Полный телесный угол детектора составляет  $\Omega_{2\theta} \approx 2$  ср, суммарная чувствительная площадь  $S \approx 6.92$  м<sup>2</sup>. Мертвая зона детектора составляет 0.015% от покрываемого телесного угла, что является пренебрежимо малой величиной.

Каждый сектор на схеме представляет собой независимый детекторный элемент, состоящий из сцинтилляционного экрана, спектросмещающих волокон для сбора света и ФЭУ. Сцинтилляционный экран в каждом секторе не сплошной, а состоит из более мелких, плотно подогнанных друг к другу фрагментов, которые с требуемой точностью следуют форме поверхности пространственно-временной фокусировки.

На рис. 18 приведена зависимость эффективности конвертации детектора от угла рассеяния для одного и двух слоев сцинтиллятора, рассчитанная для длины волны нейтрона 1.8 Å по эффективной толщине сцинтиллятора, обусловленной расположением детектирующих поверхностей под углом к падающему нейтронному пучку. Нижний набор кривых на рис. 18 соответствует одному слою сцинтиллятора. Эффективность детектора в этом случае изменяется в диапазоне от 36 до 80% и в среднем оказывается на уровне 65%. Для повышения эффективности каждому кольцу добавлен второй слой сцинтиллятора. Механическая конструкция детектора при этом остается

практически без изменений. Как видно из верхнего набора кривых на рис. 18, соответствующих двум слоям сцинтиллятора, диапазон эффективности становится равным 59–96% и в среднем возрастает до уровня 85%.

Для детектора обратного рассеяния разработана новая система накопления и сбора данных DAQ. Система сбора данных для широкоапертурного детектора может быть построена на основе восьми модулей MPD-32 [5] для регистрации сигналов с 216-ти ФЭУ.

Запланирован ввод в эксплуатацию детектора ФДВР (канал № 11 реактора ИБР-2) в конце 2024 года.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были представлены детекторы, разработанные в НЭОКС ИБР-2 ЛНФ. Большая часть представленных детекторов используется на таких экспериментальных установках, как ФДВР, ФСД, ДН-6, ДРВ реактора ИБР-2, а детекторы АСТРА-М и ДОР находятся на финальных этапах изготовления. Кроме газовых и сцинтилляционных детекторов, в отделе проводятся исследования возможности применения и разработки детекторов на основе карбида бора и полупроводника LiInSe<sub>2</sub> [12]. Большая часть электроники, применяемой в работе описанных детекторов, также разработана в НЭОКС. В будущих проектах по созданию детекторных систем планируется использовать современную унифицированную систему накопления данных с открытой архитектурой, способную работать при высоких нагрузках, обладающую большим числом каналов и возможностью программирования системы с учетом особенностей проведения эксперимента.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Статья подготовлена при финансовой поддержке Российской Федерации в лице Министерства науки и высшего образования, соглашение № 075-10-2021-115 от 13 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0021).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белушкин А.В., Богдзель А.А., Журавлев В.В. Пантелеев Ц.Ц., Ли Ен Че, Черников А.Н., Чураков А.В., Швецов В.Н. // Журнал технической физики. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 121.
2. Xian-Li, Zhang Yun-Long, Qian Hao, Xu Zi-Zong, Wang Xiao-Lian // Chinese Physics C. 2012. V. 36. № 6. P. 519. <https://doi.org/10.1088/1674-1137/36/6/007>
3. Litvinenko E.I., Ryukhtin V., Bogdzel A.A., Churakov A.V., Farkas G., Hervoches Ch., Lukas P., Pilch J., Saroun J., Strunz P., Zhuravlev V.V. // Nucl. Instrum. and Meth-

- ods Section A. 2017. V. 841. P. 5.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.10.024>
4. *Kuzmin E.S., Balagurov A.M., Bokuchava G.D., Kudryashev V.A., Zhuk V.V., Kudryashev V.A., Bulkin A.P., Trounov V.A.* Preprint of JINR of E13-2001-204. Dubna, 2001.
  5. *Kreyszig A., Irmer K., Hartung U.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A. 1994. V. 349. P. 292.  
<https://doi.org/10.1080/10238160290027748>
  6. Hamamatsu catalog Photomultiplier tubes and related products. [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT\\_TPMZ0002E.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_TPMZ0002E.pdf)
  7. *Bogdzel A., Drozdov V., Kruglov V., Murashkevich S., Prikhodko V., Shvetsov V.* // Proc. of the 27th International Symposium Nuclear Electronics and Computing (NEC'2019). Budva, Becici, Montenegro, September 30–October 4, 2019. CEUR-WS. V. 2507. P. 142.  
<https://doi.org/10.3233/JNR-210001>
  8. *Белушкин А.В., Богдзель А.А., Буздавин А.П., Велешки Ст.И., Журавлев А.И., Журавлев В.В., Кичанов Е.С., Козленко Д.П., Куликов С.А., Левчановский Ф.В., Лукин Е.В., Милков В.М., Мурашкевич С.М., Пантелеев Ц.Ц., Приходько В.И., Савенко Б.Н., Цанков Л.Т.* // Письма в ЭЧАЯ. 2013. Т. 10. № 5 (182). С. 713.
  9. *Богдзель А.А., Милков В.М., Пантелеев Ц.Ц.* Патент на изобретение № 2715898 РФ. // Опубл. 04.03.2020. Бюл. № 7.
  10. *Ананьев Б.Н., Останевич Ю.М., Пикельнер Е.Я.* Патент на изобретение № 690959 СССР // Опубликовано 30.11.80. Бюл. № 44.
  11. *Балагуров А.Н., Бобриков И.А., Бокучава Г.Д., Журавлев В.В., Симкин Г.В.* // ФЭЧАЯ. 2015. Т. 46. № 3. С. 453.
  12. *Kruglov V.V., Balagurov A.M., Belova M.O., Bobrikov I.A., Bogdzel A.A., Bodnarchuk V.I., Bulavina V.V., Daulbaev O., Drozdov V.A., Zhuravlev V.V., Kirilov A.S., Kulikov S.A., Kurilkin A.K., Milkov V.M., Murashkevich S.M., Podlesnyy M.M., Prikhodko V.I., Churakov A.V., Shvetsov V.V.* // Journal of Neutron Research. 2021. V. 1 P. 1.  
<https://doi.org/10.3233/JNR-210001>
  13. *Belushkin A.V., Bogdzel A.A., Goloshumova A.A., Isaenko L.I., Lobanov S.I., Milkov V.M., Tarasova A.Yu., Yelisseyev A.P.* // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2020. V. 14. Suppl. 1. P. S15–S18.  
<https://doi.org/10.1134/s102745102007006x>

---

**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА**

---

УДК 621.384.65

**ИЗМЕРЕНИЕ ФАЗОВОГО ПОРТРЕТА ПУЧКА ИОНОВ  
В УСКОРИТЕЛЕ-ТАНДЕМЕ С ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ**© 2022 г. М. И. Бикчурин<sup>a,b</sup>, Т. А. Быков<sup>a,b</sup>, Я. А. Колесников<sup>a,b,\*</sup>, А. Н. Макаров<sup>a,b</sup>,  
Г. М. Острейнов<sup>a,b</sup>, С. С. Савинов<sup>a,b</sup>, С. Ю. Таскаев<sup>a,b</sup>, И. М. Щудло<sup>a,b</sup><sup>a</sup> *Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН  
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11*<sup>b</sup> *Новосибирский государственный университет  
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова 2**\*e-mail: Ya.A.Kolesnikov@inp.nsk.su*

Поступила в редакцию 10.03.2022 г.

После доработки 16.03.2022 г.

Принята к публикации 19.03.2022 г.

Одним из ускорителей заряженных частиц с относительно малой энергией и относительно большим током является ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, предложенный для бор-нейтронозахватной терапии и планируемый к использованию в ряде других приложений, требующих более удаленного размещения нейтроногенерирующей мишени от ускорителя. В работе проведено измерение фазового портрета пучка ионов и его зависимости от тока пучка ионов и силы магнитной линзы, фокусирующей пучок отрицательных ионов водорода на вход ускорителя. Показано, что модернизация магнитной линзы способствовала уменьшению сферической аберрации линзы и улучшила качество пучка отрицательных ионов. Установлено, что эмиттанс пучка ионов растет с увеличением тока и пространственный заряд влияет на фазовый портрет пучка ионов в тракте транспортировки низкой энергии. Для компенсации действия пространственного заряда на фазовый портрет пучка протонов изменяют силу магнитной линзы. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что пучок протонов может быть транспортирован до места планируемого размещения нейтроногенерирующей мишени без добавления фокусирующих элементов.

DOI: 10.31857/S0032816222040164

**1. ВВЕДЕНИЕ**

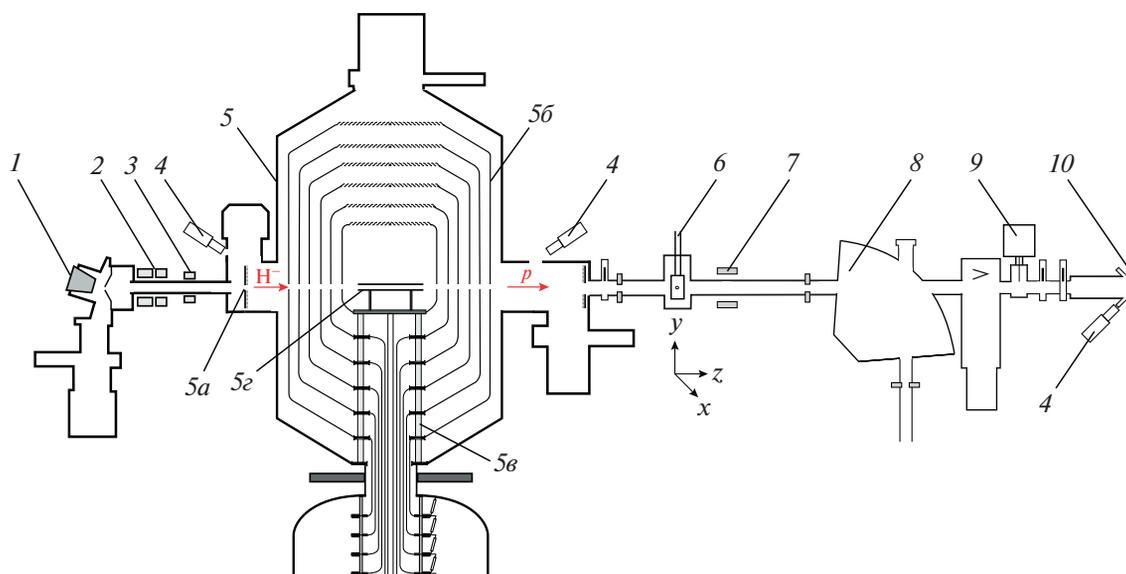
В Институте ядерной физики СО РАН предложен и создан тандемный электростатический ускоритель заряженных частиц оригинальной конструкции — ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией (Vacuum Insulated Tandem Accelerator — VITA). В ускорителе получают пучок протонов с энергией, которая может варьироваться в пределах 0.6–2.3 МэВ с высокой стабильностью и монохроматичностью 0.1%. Ток пучка варьируется в широком диапазоне, от 1 нА до 10 мА, со стабильностью 0.4%. Ускоритель используют для развития методики бор-нейтронозахватной терапии [1, 2], включая оснащение им источника нейтронов, поставленного в Сямынь (Китай), и источников нейтронов, изготавливаемых для Павии (Италия) и Москвы (Россия). Ускоритель также используют для изучения радиационного блистеринга металла [3, 4], проведения активационного анализа материалов [5], получения фундаментальных знаний о сечении реакций [6] и для других приложений. В ближайшее время установку планируют использовать для радиационного

тестирования материалов быстрыми нейтронами и для отработки методики бор-нейтронозахватной терапии на крупных домашних животных со спонтанными опухолями. Эти исследования требуют размещения нейтроногенерирующей мишени на большем, чем в предыдущих применениях, расстоянии от ускорителя.

Необходимость транспортировки пучка протонов на большие расстояния сделало актуальным измерение фазового портрета пучка протонов, с тем чтобы определить, потребуются ли дополнительные фокусирующие элементы для его транспортировки. Для реализации поставленной задачи необходимо измерить фазовый портрет пучка ионов и изучить его зависимость от тока ионов и силы магнитной линзы, фокусирующей пучок ионов на вход в ускоритель.

**2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА**

Схема установки показана на рис. 1. Стационарный пучок протонов получают в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией (VITA). Термин

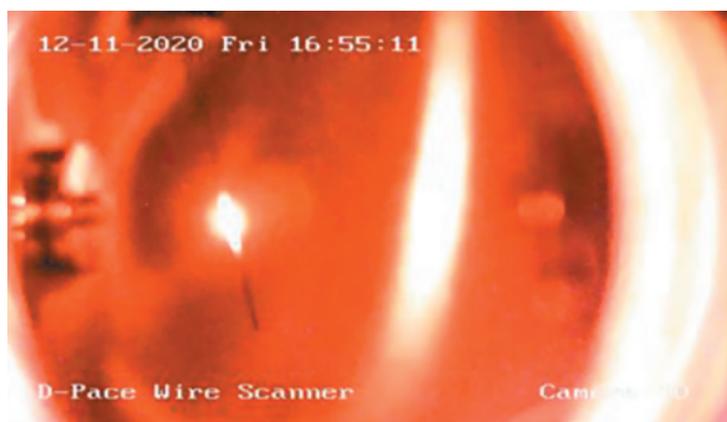


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. 1 – источник отрицательных ионов; 2 – магнитная линза; 3 – корректор; 4 – видеокамеры; 5 – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией (5а – входное отверстие, 5б – промежуточные и высоковольтные электроды, 5в – проходной изолятор, 5с – газовая обдирочная мишень); 6 – охлаждаемая диафрагма; 7 – бесконтактный датчик тока; 8 – поворотный магнит; 9 – проволочный сканер; 10 – литиевая мишень.

“тандемный” означает, что приложенное ускоряющее напряжение используется дважды. Отрицательные ионы водорода инжектируют на вход тандемного ускорителя, ускоряют положительным потенциалом, приложенным к центральному электроду, затем обдирают до положительных ионов и снова ускоряют тем же потенциалом. Ускоритель имеет особую конструкцию, в которой, в отличие от обычных тандемных ускорителей, не используют ускоряющие трубки. Вместо этого применяют вложенные друг в друга промежуточные электроды 5б, закрепленные на проходном изоляторе 5в, как показано на рис. 1. Такая конструкция электродов позволяет обеспечить высокий темп ускорения ионов – до 25 кВ/см, но

электростатическая линза на входе ускорителя получается сильной. По этой причине инжектируемый пучок отрицательных ионов водорода перерефокусирует на входное отверстие 5а ускорителя магнитной линзой 2.

Ранее нами было установлено [7], что на транспортировку пучка отрицательных ионов водорода от источника ионов 1 до ускорителя 5 влияет пространственный заряд и сферическая абберация магнитной линзы 2, представляющей собой две одинаковые катушки на некотором расстоянии друг от друга. После выяснения данного факта магнитная линза была модернизирована: катушка, ближняя к источнику ионов, усилена и приближена к источнику, вторая катушка



**Рис. 2.** Фотография проволочки сканера, пересекающей струю протонов при токе пучка протонов 3 мА.

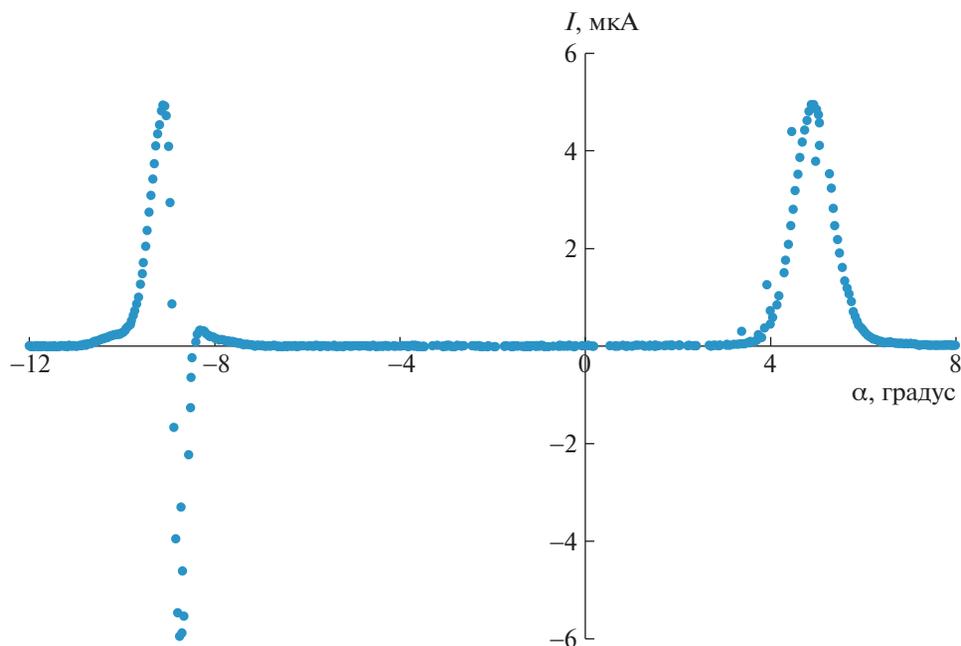


Рис. 3. Оциллограмма сигнала сканера при токе пучка протонов 3 мА.

размещена вплотную к первой. Целью исследования было выяснить, насколько проведенная модернизация уменьшила сферическую aberrацию линзы и улучшила качество пучка ионов.

Если ранее фазовый портрет пучка отрицательных ионов водорода измеряли подвижной диафрагмой и проволочным сканером OWS-30 (D-Pace, Канада) [8], то теперь – измерителем эмиттанса ES-4 (D-Pace, Канада) [9], адекватно подходящим для этой задачи. Измеритель эмиттанса установлен на расстоянии 57 мм перед

входной диафрагмой 5а ускорителя; входная щель сканера равна 0.1 мм; измерения проводили с шагом 0.1 мм и 1 мрад.

Методический прием с подвижной диафрагмой и проволочным сканером использован нами для измерения фазового портрета пучка протонов. В этом методе диафрагмой вырезают часть пучка ионов, и проволочным сканером измеряют его профиль на некотором расстоянии. Набор данных, полученных при сканировании пучка ионов диафрагмой, позволяет восстановить фазовый портрет пучка ионов и определить его эмиттанс.

Охлаждаемая диафрагма б установлена на расстоянии 1.86 м от центра ускорителя. Диафрагма представляет собой медный прямоугольный параллелепипед со сторонами  $64 \times 64$  мм толщиной 16 мм. В центре диафрагмы просверлено отверстие диаметром 1 мм и с обеих сторон сделанозенкование диаметром 10 мм. Внутри диафрагмы выполнены каналы диаметром 10 мм для ее охлаждения водой. Охлаждающую воду подают в диафрагму и отводят из нее по металлическим трубкам, впаянным в диафрагму. Посредством металлических трубок диафрагма закреплена на 3D подвижном вводе движения TTX100-100-200-YZS (UHV Design), с помощью которого ее можно контролируемо перемещать в плоскости, ортогональной направлению распространения пучка протонов.

Поперечный профиль струи протонов измеряют проволочным сканером OWS-30 (D-Pace, Канада) (9) [8], установленным после поворотного

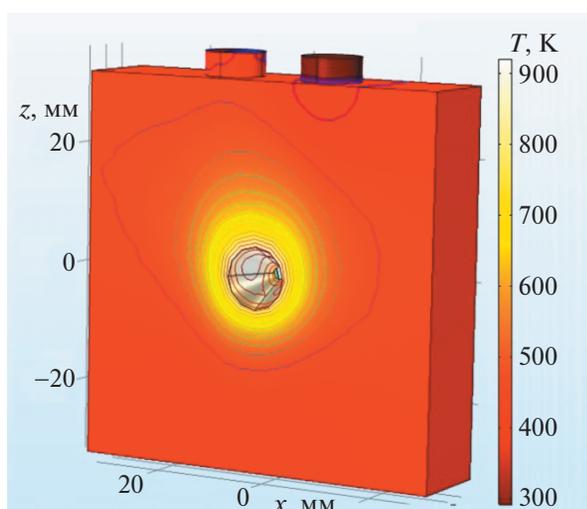
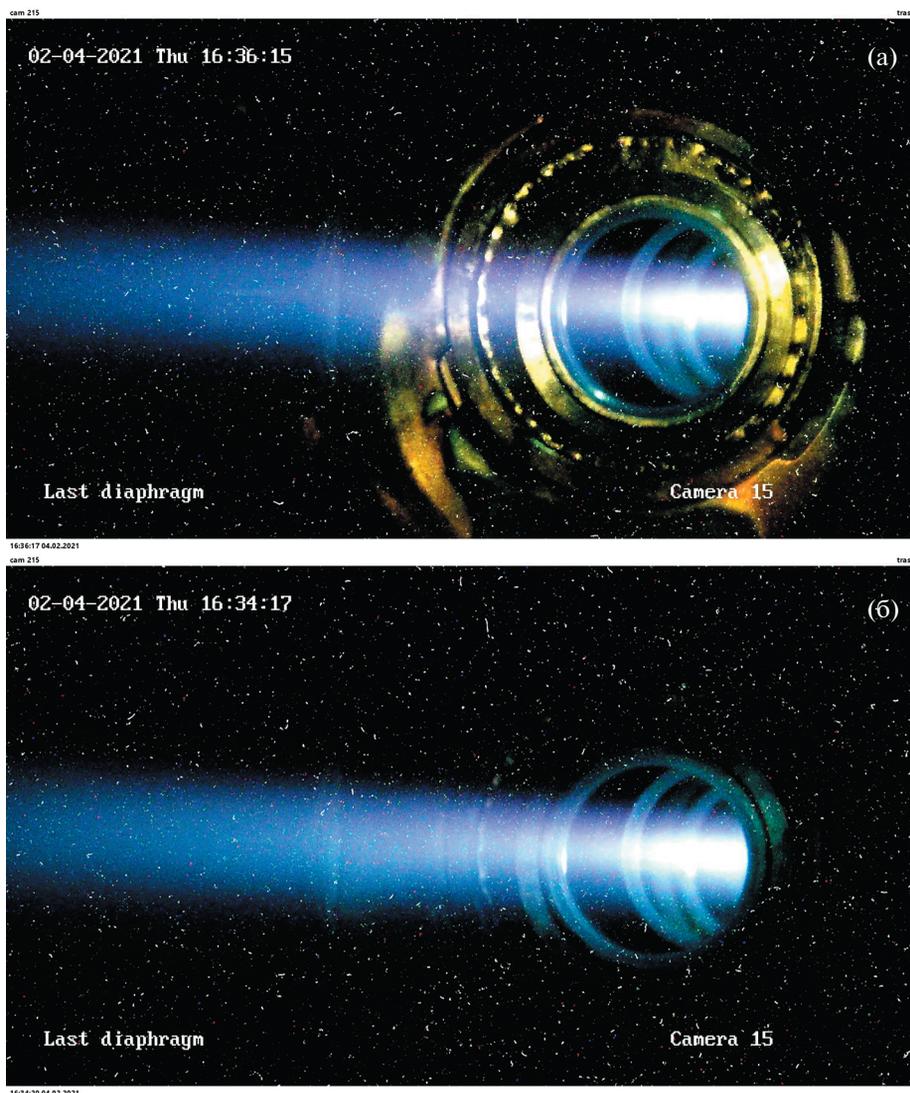


Рис. 4. Моделирование нагрева диафрагмы при ее размещении в центре пучка протонов с током 3 мА.



**Рис. 5.** Фотография выходной диафрагмы внешнего электрода ускорителя при направлении пучка протонов с током 3 мА в центр охлаждаемой диафрагмы (а) и в точку, расположенную на расстоянии 2 мм от центра, (б).

магнита на расстоянии 3.11 м от диафрагмы б. Сканер состоит из двух вольфрамовых проволочек диаметром 0.5 мм и длиной 49 мм, закрепленных на общем стержне, который отклонен на угол  $13.5^\circ$  от оси, пересекающей центр пучка ионов. При измерении стержень поворачивается до угла  $-13.5^\circ$  и возвращается обратно. Ось вращения стержня расположена на расстоянии 190 мм от центра пучка ионов. При пересечении центра струи протонов каждая из проволочек наклонена под углом  $45^\circ$  к плоскости фланца сканера. Поскольку сканер размещен под углом  $45^\circ$  к горизонтали, то одна из проволочек пересекает пучок протонов вертикально, другая — горизонтально. При движении стержня измеряется ток, попадающий на эту проволочку, и угол отклонения стержня. Полученные значения при диаметре струи меньше 30 мм позволяют с пространствен-

ным разрешением 0.1 мм восстановить поперечный профиль струи протонов.

Для корректного измерения тока протонов была проведена модернизация: перед сканером и после него на расстоянии 50 мм было установлено по металлическому кольцу с внутренним диаметром 60 мм, каждое из которых находилось под отрицательным потенциалом 300 В для подавления вторичной эмиссии электронов с проволочек сканера.

Характерные значения тока на проволочку сканера составили  $10^{-6}$  А, погрешность пикоамперметра —  $10^{-10}$  А. Поскольку имеются две проволочки, которые пересекают центр струи под углами, отличающимися на  $90^\circ$ , и одновременно не могут находиться в струе, проводимые сканером измерения позволяют получить профили струи

**Таблица 1.** Результаты измерений фазового портрета пучка отрицательных ионов водорода с энергией 22 кэВ

Ток, мА	y, мм	y', мрад	$\epsilon_{\text{norm}}$ , мм · мрад
0.44	3.92	31.8	0.13
0.7	4.31	31	0.14
0.85	4.36	30.5	0.14
1	4.45	30.1	0.15
1.5	4.40	26.9	0.17
2	4.54	25.7	0.18
3	4.59	29.5	0.20

**Таблица 2.** Результаты измерений фазового портрета пучка протонов

Ток, мА	y, мм	y', мрад	$\epsilon_{\text{norm}}$ , мм · мрад
0.5	4.2	0.38	0.21
1	5.6	0.56	0.27
2	6.1	1.2	0.24
3	5.2	1.6	0.21

протонов в двух перпендикулярных направлениях в плоскости, ортогональной пучку. Размещение оси сканера под углом  $45^\circ$  к осям  $x$  и  $y$  позволяет восстановить фазовый портрет пучка в пространстве координат и углов распространения  $(x, x')$  и  $(y, y')$ .

В документации к проволочному сканеру указано, что максимальная энергия измеряемого пучка должна быть не более 1 МэВ, а плотность мощности пучка – не более 1 Вт/мм<sup>2</sup>. Нами сканер использован в режиме, не предусмотренном изготовителем, а именно при большей энергии и большей плотности мощности. Установлено, что сканер обеспечивает достоверные измерения с требуемым пространственным разрешением при энергии протонов 2 МэВ и токе до 3 мА. При токе 3 мА, как видно на рис. 2, проволочка сканера, пересекающая струю протонов, нагревается до такой степени, что инициирует пробой в вакуумном промежутке между разогретой проволочкой и металлическими кольцами под отрицательным потенциалом 300 В. На рис. 3 приведена осциллограмма сигнала сканера, согласно которой, при обратном проходе проволочки сквозь струю протонов сигнал вместо положительного стал отрицательным из-за образования плазмы и закорачивания промежутка между проволочкой сканера и кольцом под отрицательным потенциалом.

Также к ограничению тока пучка протонов в 3 мА приводит сильный нагрев охлаждаемой диафрагмы, снижающий электрическую прочность ускорителя из-за усиленной эмиссии электронов с ее поверхности. Так, при токе пучка протонов 3 мА и размещении диафрагмы в центре пучка область зенковки, как показывает проведенное моделирование в программе Comsol Multiphysics, нагревается до 900 К (рис. 4) и, как фонарик, освещает выходную диафрагму ускорителя (рис. 5).

Заканчивая описание эксперимента, укажем, что положение и размер пучка ионов в ускорителе контролируют парами видеокамер (4 на рис. 1), смотрящих на входную и выходную диафрагмы внешнего ускоряющего электрода. Ток пучка протонов измеряют бесконтактным датчиком тока NPCT (Bergoz, France) (7 на рис. 1). Пучок протонов принимают на литиевую мишень (10 на рис. 1), используя ее как цилиндр Фарадея для измерения тока пучка протонов и для контроля положения и размера пучка на поверхности лития по люминесценции, регистрируемой видеокамерой 4 [10].

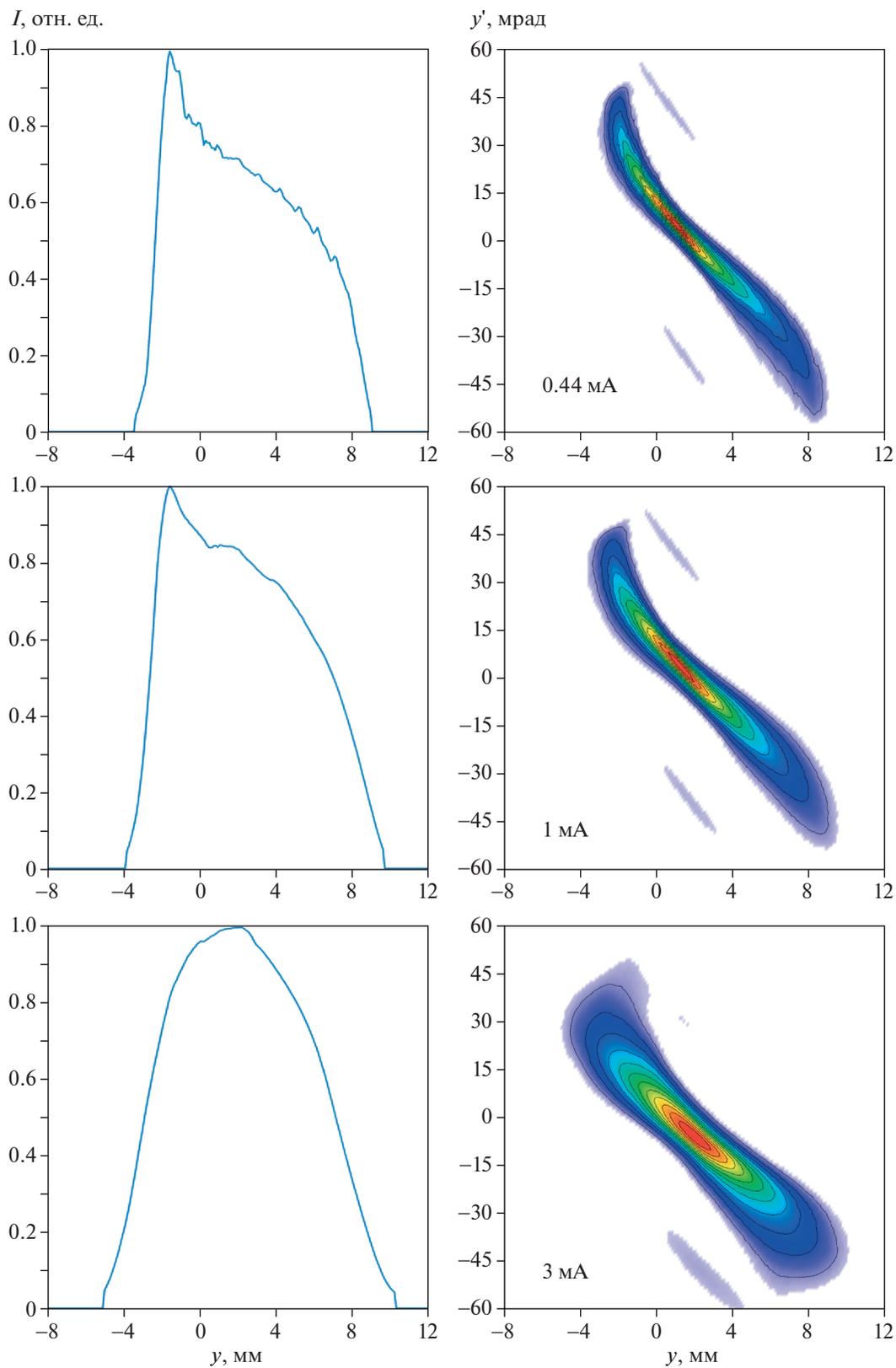
Заметим, что обычно положение и размер пучка перед входным отверстием ускорителя контролируют проволочным сканером. Этот контроль важен для оптимального ускорения ионов и дальнейшей транспортировки пучка протонов, но в данном исследовании эту диагностику не применяли, потому что либо вместо проволочного сканера был установлен измеритель эмиттанса, либо проволочный сканер был использован для измерения фазового портрета пучка протонов.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Фазовый портрет пучка отрицательных ионов водорода нами измерен ранее с применением диафрагмы и проволочного сканера и результаты опубликованы в работе [7]. На фазовом портрете пучка ионов было отчетливо видно влияние сферической аберрации магнитной линзы, и нормализованный эмиттанс был определен как 1.7 мм · мрад (здесь под этим значением понималась площадь эллипса, внутри которой сосредоточено 2/3 тока пучка ионов).

Уточним понятие “эмиттанс” для однозначного понимания полученных результатов. Этот термин используется для описания размера пучка в фазовых пространствах  $(x, x')$  или  $(y, y')$ .

Эмиттанс в фазовом пространстве  $(x, x')$  определяется как  $\epsilon_{xx'} = \epsilon_{\text{rms}} = (\det(\sigma_{xx'}))^{1/2}$ , где  $\sigma_{xx'} = \begin{bmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{bmatrix}$ ;  $\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_1^N x_i^2$ ;  $\langle x'^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_1^N x_i'^2$ ;



**Рис. 6.** Профиль (слева) и фазовый портрет (справа) пучка отрицательных ионов водорода, инжектируемых в ускоритель, при разных значениях тока (значения тока приведены в левом нижнем углу на фазовом портрете пучка).

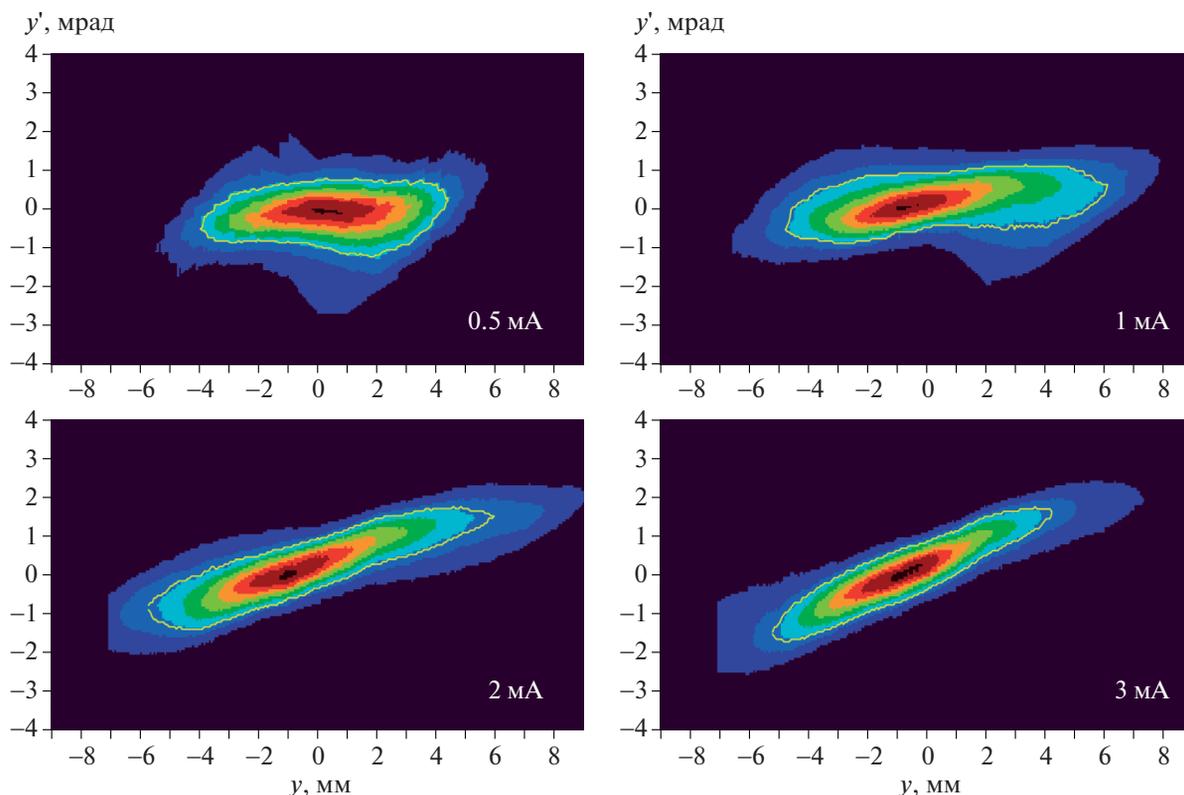


Рис. 7. Фазовый портрет пучка протонов ( $y, y'$ ) при значениях тока 0.5, 1, 2 и 3 мА (цифры в правом нижнем углу).

$\langle xx' \rangle = \frac{1}{N} \sum_1^N x_i x_i'$ . Площадь эллипса фазового портрета определяется как  $S = \pi \epsilon_{xx'}$ .

Эмиттанс конечного пучка с равномерным распределением заряда в фазовом пространстве хорошо определен. Однако, поскольку плотность заряда большинства реальных пучков редко бывает равномерной, эмиттанс реального пучка должен быть связан с долей частиц, включенных в идеализированный эллипс пучка.

Поскольку эмиттанс зависит от импульса частиц, то для удобства используют нормализованный эмиттанс  $\epsilon_{\text{ном}}$ , получаемый умножением эмиттанса  $\epsilon$  на релятивистские факторы  $\beta$  и  $\gamma$ :

Таблица 3. Результаты измерений фазового портрета пучка протонов при изменении режима фокусировки

Режим фокусировки	$y, \text{мм}$	$y', \text{мрад}$	$\epsilon_{\text{ном}}, \text{мм} \cdot \text{мрад}$
Слабый	6.0	1.7	0.20
Оптимальный	5.4	1.2	0.22
Сильный	4.6	0.9	0.21

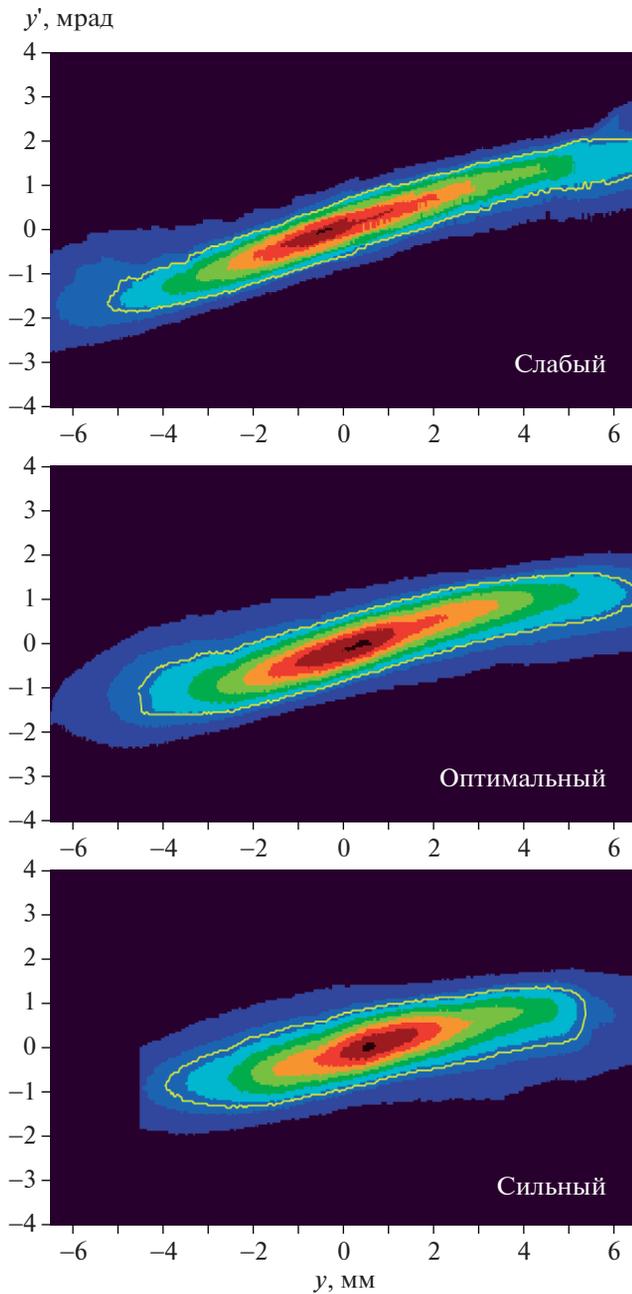
$\epsilon_{\text{ном}} = \epsilon_{\text{rms}} \beta \gamma$ , где  $\beta = \sqrt{\frac{2E}{mc^2}}$  и  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $E$  – энергия заряженной слабoreлятивистской частицы,  $m$  – ее масса. Так, для протонов с энергией 2 МэВ факторы  $\beta = 0.065$ ,  $\gamma = 1.002$ .

Для гауссова распределения пучка часть пучка, включенная в  $n\epsilon$  эллипс, определяется выражением:  $k [\%] = 100\% \cdot (1 - e^{-n/2})$ . Так, для  $n = 1$  получим  $k = 39\%$ , для  $n = 2 - k = 63\%$ , для  $n = 4 - k = 86\%$ . Для реальных (не гауссовых) пучков эти значения зависят от формы пучка.

Обратим внимание на то, что приводимые ниже значения эмиттанса представлены именно для  $n = 1$ , хотя ранее эмиттанс пучка отрицательных ионов водорода и эмиттанс пучка протонов определяли из площади эллипса  $S = 2\pi\epsilon$ , чья граница включает в себя примерно 2/3 пучка.

### 3.1. Измерение фазового портрета пучка отрицательных ионов водорода, инжектируемых в ускоритель

С использованием измерителя эмиттанса ES-4 измерен фазовый портрет пучка отрицательных ионов водорода с энергией 22 кэВ, инжектируемого в ускоритель, при нескольких значениях то-



**Рис. 8.** Фазовый портрет пучка протонов с током 2 мА при слабом, оптимальном и сильном режимах фокусировки магнитной линзы.

ка. Результаты измерений представлены на рис. 6 и в табл. 1.

Видно, что с ростом тока увеличиваются эмиттанс пучка ионов и размер пучка. Первое обусловлено изменением заряда в источнике ионов, второе — действием пространственного заряда при транспортировке ионов от источника ионов до ускорителя.

Сравнивая полученные результаты с представленными в работе [7], заключаем, что модерниза-

ция магнитной линзы сделала пучок больше похожим на эллипс. Также нормализованный эмиттанс пучка ионов уменьшился на 25% (с 0.27 до 0.20 мм мрад), что может быть связано с оптимизацией генерации ионов.

### 3.2. Измерение фазового портрета пучка протонов, получаемого в ускорителе

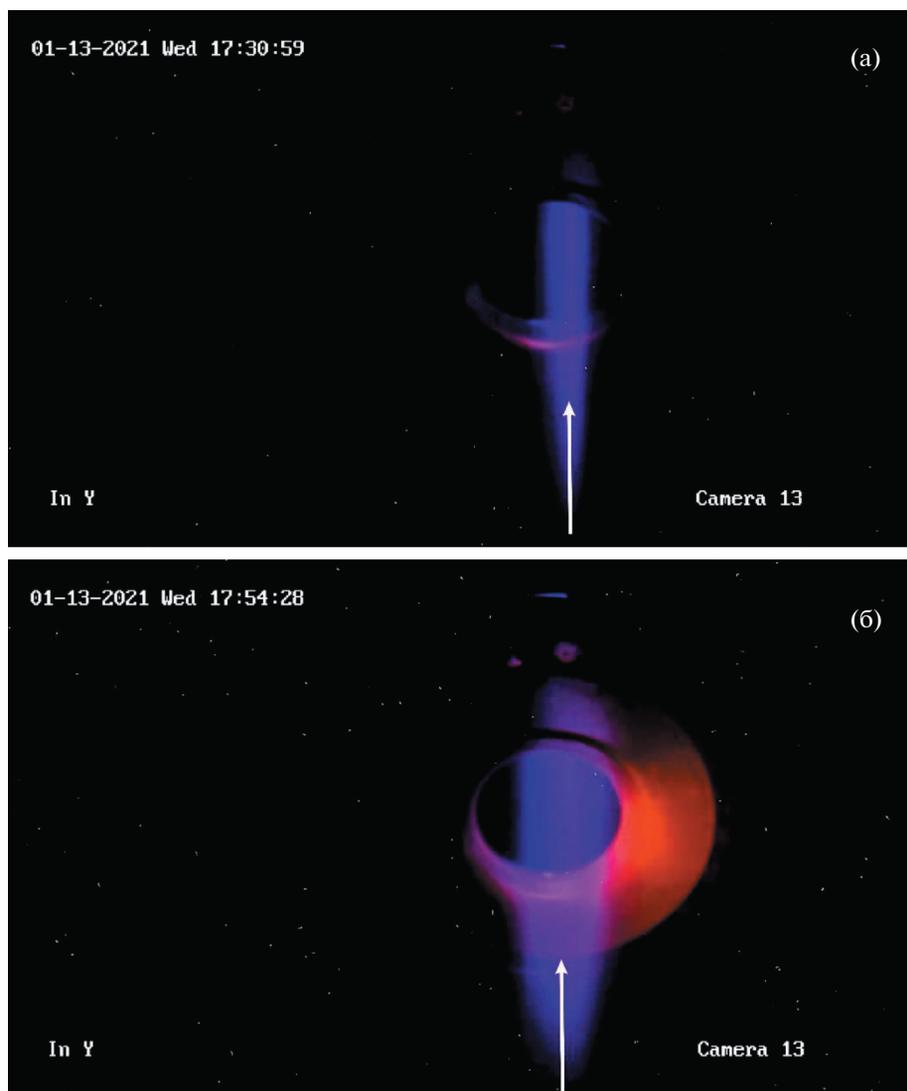
Фазовый портрет пучка протонов измерен с применением охлаждаемой диафрагмы, сканирующей пучок с шагом 1 мм, и проволочного сканера OWS-30, измеряющего профиль прошедшей через диафрагму струи протонов.

Измерения фазового портрета пучка протонов в пространстве координат и углов распространения  $(x, x')$  и  $(y, y')$  выполнены при токах 0.5, 1, 2 и 3 мА, энергии  $2000 \pm 2$  кэВ. На рис. 7 представлены результаты измерения фазового портрета пучка протонов в пространстве  $(y, y')$ , схожие результаты получены и в пространстве  $(x, x')$ . В табл. 2 представлены характеристики эллипса и эмиттанса фазового портрета пучка протонов.

Обсудим фазовый портрет пучка протонов, анализируя рис. 7 и табл. 2. Рисунок 7 демонстрирует, как с увеличением тока изменяется портрет. Если при токе 0.5 мА пучок практически параллельный и имеет поперечный размер  $y = 4.2$  мм, то с ростом тока увеличивается его размер и он становится расходящимся. Так, при токе 3 мА пучок характеризуется расходимостью  $y' = 1.6$  мрад и имеет поперечный размер  $y = 5.2$  мм. Такое поведение объясняется действием пространственного заряда в тракте транспортировки пучка отрицательных ионов водорода: при повышении тока увеличивается действие пространственного заряда, ионы приобретают дополнительный поперечный импульс и пучок становится шире.

Обратим внимание на то, что при промежуточных значениях тока, 1 и 2 мА, пучок протонов шире и его эмиттанс больше. Это связано с тем, что пучок отрицательных ионов водорода в данном случае вводят в ускоритель не по оси, а чуть выше или ниже, и сильная входная электростатическая линза ускорителя расщепляет пучок ионов. На рис. 7 этот эффект особенно заметен при токе 1 мА: эллипс как бы перетягивается по середине. Именно по этой причине особое внимание при инъекции пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель уделяют контролю положения пучка ионов, используя в штатном режиме проволочный сканер. В данном случае проволочный сканер использован для измерения фазового портрета пучка протонов, и положение пучка отрицательных ионов водорода им не контролировали.

Также обратим внимание на то, что при токе 3 мА нормализованный эмиттанс инжектируемого



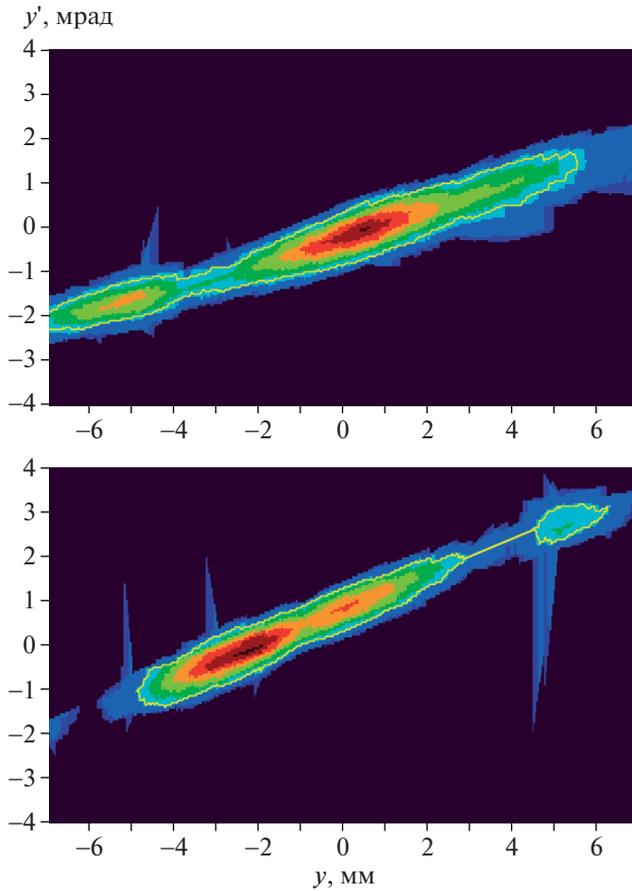
**Рис. 9.** Изображение входной диафрагмы внешнего ускоряющего электрода в оптимальном (а) и сильном (б) режимах фокусировки. Стрелка указывает на ускоряемый пучок отрицательных ионов водорода.

пучка отрицательных ионов водорода практически равен эмиттансу пучка протонов. Такое поведение при токе 3 мА объясняется тем, что режим работы при таком токе часто используют и он оптимизирован.

Так как на транспортировку пучка протонов пространственный заряд не влияет [11], оценим размер пучка протонов на поверхности литиевой мишени, которую планируется установить в соседнем бункере на расстоянии 10.7 м от центра ускорителя. Для оценки сверху рассмотрим наиболее расходящийся пучок, получаемый при 3 мА. На расстоянии 1.86 м от центра ускорителя размер пучка  $y = 5.2$  мм и расходимость  $y' = 1.6$  мрад. Значит, на расстоянии 10.7 м от центра ускорителя размер пучка будет равен 19 мм. Этот размер

меньше радиуса литиевой мишени, который равен 50 мм, следовательно, транспортировка пучка протонов может быть осуществлена до мишени без применения дополнительных фокусирующих элементов.

Теперь изучим влияние силы магнитной линзы на пучок протонов. Измерим фазовый портрет пучка протонов при стандартно используемой силе магнитной линзы (назовем этот режим “оптимальный”), а также при уменьшении или увеличении тока в катушках линзы на 1.6% (назовем эти режимы соответственно “слабый” и “сильный”). На рис. 8 представлены результаты измерения фазового портрета пучка протонов при токе 2 мА, а табл. 3 – его характеристики.



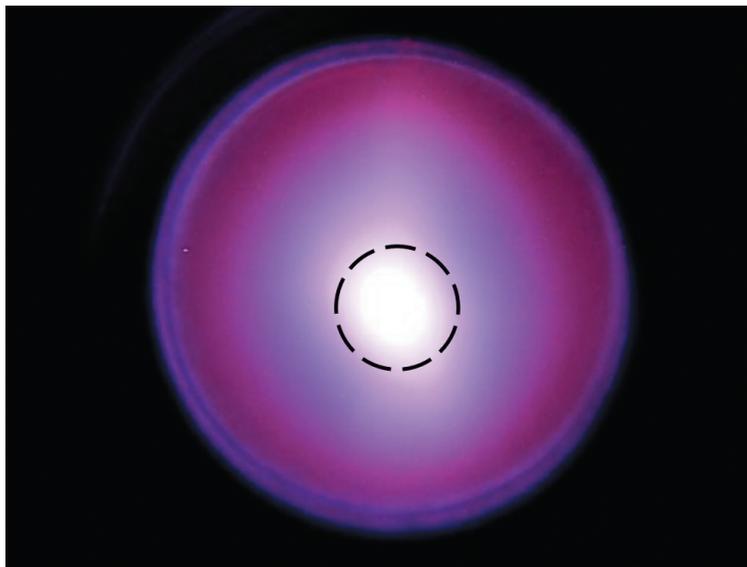
**Рис. 10.** Фазовые портреты потока нейтралов при токе 2 мА пучка протонов с энергией 2 МэВ в разных режимах фокусировки.

Как видно, при переходе режима фокусировки от слабого к сильному уменьшается и размер пучка, и его угловое расхождение. Кажется, что сильный режим фокусировки лучше, чем оптимальный. Однако, как видно на рис. 9, в сильном режиме фокусировки входная диафрагма внешнего ускоряющего электрода нагревается до уровня, не пригодного для постоянной работы.

### 3.3. Измерение фазового портрета сопутствующего потока нейтралов

Обычно в газовую обдирочную мишень ускорителя напускают такой поток аргона, чтобы обеспечить перезарядку 95% отрицательных ионов в положительные. Это означает, что получаемому пучку протонов сопутствует поток нейтралов с эквивалентным током, составляющим 5% от тока пучка протонов.

Измерения фазового портрета сопутствующего потока нейтралов выполнены следующим образом. Во-первых, поворотным магнитом отклоним вниз пучок протонов. Во-вторых, на металлические кольца, установленные возле проволочного сканера, подадим не отрицательное, а положительное напряжение. Это позволит вытягивать вторичные электроны, выбиваемые с проволоки сканера под действием нейтралов с энергией 1 МэВ, и измерять ток нейтралов. Конечно, величина этого тока меньше тока протонов, но вполне достаточна для построения фазового портрета потока нейтралов. Примеры фазового портрета сопутствующего потока нейтралов при пучке протонов с



**Рис. 11.** Изображение с видекамеры, подключенной к телескопу, смотрящему через медное охлаждаемое зеркало на газовую обдирочную мишень. Штриховой линией обозначен диаметр 5 мм, диаметр трубки обдирочной мишени 16 мм.

энергией 2 МэВ и током 2 мА представлены на рис. 10.

Определено, что размер потока нейтралов составляет 6–6.5 мм, его расходимость 1.9–2.4 мрад. Видно, что размер и расходимость потока нейтралов больше, чем размер и расходимость пучка протонов. Дело в том, что поток нейтралов с энергией 1 МэВ формируется в газовой обдирочной мишени ускорителя из 1-мегаэлектронвольтовых отрицательных ионов водорода, потерявших при обдирке только один электрон. Большая же часть отрицательных ионов водорода теряет оба электрона и формирует пучок протонов с энергией 1 МэВ. Внутри газовой обдирочной мишени фазовые портреты потока нейтралов с энергией 1 МэВ и пучка протонов с энергией 1 МэВ должны быть подобны. Но, если нейтралы распространяются далее прямолинейно, то на протоны действует электрическое поле, ускоряя их в продольном направлении, фокусируя в области диафрагмы высоковольтного электрода и дефокусируя в области выходного отверстия ускорителя. Действием электрического поля объясняется различие фазовых портретов потока нейтралов и пучка протонов.

Поскольку нейтралы распространяются прямолинейно, то, зная характеристики потока нейтралов на расстоянии 1.86 м от центра ускорителя, оценим размер потока нейтралов внутри газовой обдирочной мишени, размещаемой в центре ускорителя. Получим, что размер потока нейтралов в обдирочной мишени составляет 2–2.5 мм. Таким же должен быть размер пучка ионов в обдирочной мишени. Полученное значение хорошо согласуется с размером свечения радиусом 2 мм, регистрируемого длиннофокусным телескопом Celestron Ultima 80-45, установленным вместо литиевой мишени (10 на рис. 1) и направленным через охлаждаемое медное зеркало на газовую обдирочную мишень вдоль ее оси. На рис. 11 представлено полученное телескопом изображение.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный в работе электростатический ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией характеризуется оригинальной конструкцией и предназначен для развития методики бор-нейтронозахватной терапии и ряда других приложений.

Измерен фазовый портрет пучка ионов в трех местах: на входе в ускоритель, внутри обдирочной мишени ускорителя и на выходе из ускорителя. Изучена зависимость пучка от тока ионов и от силы магнитной линзы, фокусирующей пучок отрицательных ионов водорода на вход в ускоритель.

Установлено следующее.

– Модернизация магнитной линзы, фокусирующей пучок отрицательных ионов водорода на вход в ускоритель, обеспечила уменьшение сферической aberrации линзы.

– С увеличением тока отрицательных ионов водорода, вытягиваемых из источника ионов, растет эмиттанс пучка ионов: от  $\epsilon_{\text{ном}} = 0.13 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$  при 0.44 мА до  $\epsilon_{\text{ном}} = 0.20 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$  при 3 мА.

– С увеличением тока отрицательных ионов водорода растет поперечный размер пучка ионов, инжектируемого в ускоритель, за счет действия пространственного заряда при транспортировке ионов от источника ионов до ускорителя. Показано, что влияние пространственного заряда на последующее ускорение ионов можно компенсировать изменением силы магнитной линзы, фокусирующей пучок ионов на вход ускорителя.

– Внутри газовой обдирочной мишени пучок ионов имеет диаметр 4 мм и его расходимость составляет  $\pm 2$  мрад.

– На выходе из ускорителя пучок протонов при оптимальной фокусировке имеет диаметр  $10 \pm 1$  мм, расходимость  $\pm 1.5$  мрад, эмиттанс  $\epsilon_{\text{ном}} = 0.2 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ . Такой пучок может быть доставлен на расстояние 10.7 м до литиевой мишени диаметром 100 мм без применения дополнительных фокусирующих элементов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-30005). Авторы благодарят компанию D-Pace (Канада) за хорошо изготовленные проволочный сканер и измеритель эмиттанса, использованные при проведении данного исследования.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Taskaev S., Berendeev E., Bikchurina M., Bykov T., Kasatov D., Kolesnikov I., Koshkarev A., Makarov A., Ostreinov G., Porosev V., Savinov S., Shchudlo I., Sokolova E., Sorokin I., Sycheva T., Verkhovod G.* // *Biology*. 2021. V. 10. Iss. 5. № 350. <https://doi.org/10.3390/biology10050350>
2. *Dymova M., Dmitrieva M., Kuligina E., Richter V., Savinov S., Shchudlo I., Sycheva T., Taskaeva I., Taskaev S.* // *Radiation Research*. 2021. V. 196. Iss. 2. P. 192. <https://doi.org/10.1667/RADE-21-00015.1>
3. *Badrutdinov A., Bykov T., Gromilov S., Higashi Y., Kasatov D., Kolesnikov I., Koshkarev A., Makarov A., Miyazawa T., Shchudlo I., Sokolova E., Sugawara H., Taskaev S.* // *Metals*. 2017. V. 7. Iss. 12. № 558. <https://doi.org/10.3390/met7120558>
4. *Bykov T., Goloshevskii N., Gromilov S., Kasatov D., Kolesnikov I., Koshkarev A., Makarov A., Ruktuev A., Shchudlo I., Sokolova E., Taskaev S.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research B*. 2020. V. 481.

- P. 62.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.08.010>
5. *Shoshin A., Burdakov A., Ivantsivskiy M., Polosatkin S., Semenov A., Sulyaev Yu., Zaitsev E., Polozova P., Taskaev S., Kasatov D., Shchudlo I., Bikchurina M.* // Fusion Engineering and Design. 2021. V. 168. 112426.  
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112426>
  6. *Taskaev S., Bykov T., Kasatov D., Kolesnikov Ia., Koshkarev A., Makarov A., Savinov S., Shchudlo I., Sokolova E.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. B. 2021. V. 502. P. 85.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2021.06.010>
  7. *Bykov T., Kasatov D., Kolesnikov Ia., Koshkarev A., Makarov A., Ostreinov Yu., Sokolova E., Sorokin I., Taskaev S., Shchudlo I.* // Instruments and Experimental Techniques. 2018. V. 61. № 5. P. 713.  
<https://doi.org/10.1134/S0020441218050159>
  8. <https://www.d-pace.com/?e=70>
  9. <https://www.d-pace.com/?e=2>
  10. *Makarov A., Sokolova E., Taskaev S.* // Instruments and Experimental Techniques. 2021. V. 64. № 1. P. 24.  
<https://doi.org/10.1134/S0020441220060184>
  11. *Bykov T., Kasatov D., Kolesnikov Ia., Koshkarev A., Makarov A., Ostreinov G., Sokolova E., Taskaev S., Shchudlo I.* // Technical Physics. 2021. V. 66. № 1. P. 98.  
<https://doi.org/10.1134/S1063784221010047>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.07

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ КОРОТКОПРОБЕЖНЫХ  
ЧАСТИЦ В РЕАКЦИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ© 2022 г. Ю. Б. Гуров<sup>a,b,\*</sup>, С. В. Лапушкин<sup>a</sup>, С. В. Розов<sup>b</sup>,  
В. Г. Сандуковский<sup>b</sup>, Б. А. Чернышев<sup>a</sup><sup>a</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”  
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31<sup>b</sup> Объединенный институт ядерных исследований  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

\*e-mail: gurov54@mail.ru

Поступила в редакцию 09.02.2022 г.

После доработки 16.02.2022 г.

Принята к публикации 18.02.2022 г.

Описан метод восстановления спектров короткопробежных заряженных частиц в экспериментах по исследованию поглощения остановившихся пионов ядрами. Данный подход основан на использовании мониторинной системы, состоящей из двух Si-детекторов, и “живой” мишени, в качестве которой также используется Si-детектор. Анализ информации одновременно с мониторинных детекторов и “живой” мишени позволяет определить глубину остановки пиона в мишени. Показано, что использование представленного метода “прицеливания” позволяет корректно восстанавливать энергетические спектры изотопов гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  в диапазоне энергий 16–35 МэВ при использовании мишеней толщиной  $\sim 0.1$  г/см<sup>2</sup>.

DOI: 10.31857/S0032816222040127

## ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях взаимодействия остановившихся отрицательных пионов с ядрами заметное место занимают эксперименты, связанные с измерениями энергетических спектров вторичных заряженных частиц. Особое внимание в таких экспериментах уделяется вопросам регистрации короткопробежных частиц [1–3], в частности изотопов гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , для которых характерны значительные искажения их энергетических спектров. Основными источниками этих искажений являются заметные потери энергии этих сильноионизирующих частиц в толщине мишени, а также неполная регистрация частиц при малых энергиях. Уменьшение толщины мишени как способ снижения такого рода погрешностей не во всех случаях оправдан вследствие существенного возрастания времени измерений. С целью уменьшения искажений спектров результаты подобных экспериментов демонстрируются, как правило, с высокими порогами, что ограничивает возможность исследований реакций с участием короткопробежных частиц.

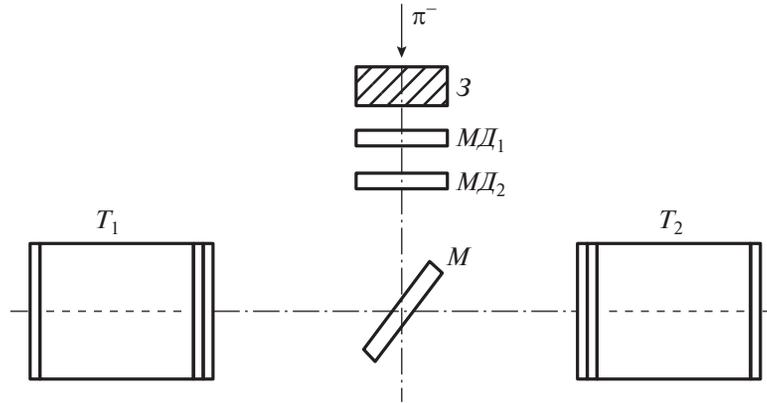
В работе [4] представлен метод отбора событий при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами с помощью мониторинной системы, состоящей из двух кремниевых полупроводниковых детекторов. Такой под-

ход, основанный на анализе потерь энергии пионов в мониторинных детекторах, позволил с высокой эффективностью ( $\sim 90\%$ ) отбирать события, отвечающие остановкам пионов в мишени.

В настоящей работе рассматриваются возможности полупроводниковой мониторинной системы для измерения спектров вторичных заряженных частиц, пробеги которых сравнимы или меньше толщины мишени. Представлены “прицельные” параметры системы и результаты экспериментальной проверки предлагаемого подхода.

“ПРИЦЕЛЬНЫЕ” ПАРАМЕТРЫ  
МОНИТОРНОЙ СИСТЕМЫ

Исследуемые параметры мониторинной системы рассмотрим на примере экспериментальной установки [3], схема которой приведена на рис. 1. Пучок  $\pi^-$ -мезонов, пройдя через замедлитель  $Z$  и мониторинную систему, состоящую из двух кремниевых детекторов  $МД_1$ ,  $МД_2$  толщиной 340 и 250 мкм соответственно, останавливался в мишени  $М$ . Мишень представляла собой пластинку из исследуемого материала диаметром 32 мм и толщиной  $\sim 0.1$  г/см<sup>2</sup>. В качестве так называемой “живой” мишени устанавливался Si-детектор (аналог мишени  $^{28}\text{Si}$ ).



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки.  $Z$  – замедлитель;  $MD_1$  и  $MD_2$  – мониторные детекторы;  $M$  – мишень;  $T_1$  и  $T_2$  – телескопы на основе полупроводниковых детекторов.

Вторичные заряженные частицы, вылетающие из мишени, регистрировались двумя многослойными телескопами  $T_1$  и  $T_2$ . Каждый телескоп состоял из двух тонких и одиннадцати толстых кремниевых детекторов. Структура телескопов обеспечивала измерение спектров заряженных частиц ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ) вплоть до кинематических границ реакции поглощения ( $E \sim 100$  МэВ). Диаметр чувствительной области всех детекторов телескопов составлял 32 мм, диаметр мониторных детекторов – 24 мм.

Анализ спектрометрической информации одновременно с детекторов мониторинжной системы и “живой” мишени позволяет определить глубину остановки пиона в ней. Наиболее полно связь между энерговыделением и глубиной остановки отражает распределение плотности вероятности  $W(h, \epsilon)$  остановки пиона на глубине  $h$  при энерговыделении  $\epsilon$  в детекторе. Вид распределения остановок  $W(h, \epsilon)$  зависит от толщины и энергетического разрешения детекторов, геометрии установки, характеристик пучка, наложенный спектрометрических сигналов, флуктуаций ионизационных потерь. Кроме того, это распределение может быть подвержено временным изменениям, обусловленным нестабильностью параметров быстрой логической электроники. Зная распределение  $W(h, \epsilon)$ , можно определить “прицельные” параметры мониторинжной системы.

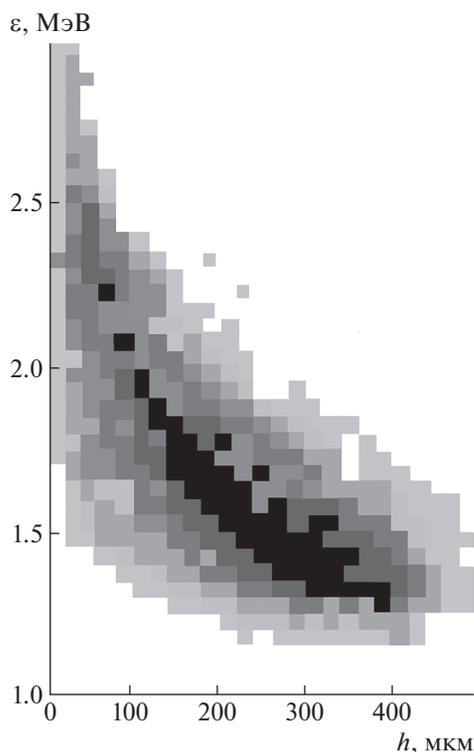
Измерение распределения остановок выполнялось с помощью реакции распада остановившихся положительных пионов  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Фиксированная энергия мюонов ( $E_\mu = 4.12$  МэВ) достаточна для их регистрации из любой точки “живой” мишени и позволяет определять глубину остановки  $h$  пионов по остаточной энергии мюона  $E_T$  в телескопе:

$$h = R(E_\mu) - R(E_T),$$

где  $R(E_\mu)$  – кривая пробег–энергия для мюона в веществе мишени. Следует отметить, что флуктуации потерь энергии и пробега в данном случае малы и слабо влияют на точность определения глубины остановки. Кроме того, высокая вероятность этого канала реакции делает мюон удобной частицей для проведения калибровочных измерений.

Из методических особенностей регистрации распада положительных пионов следует отметить необходимость учета времен жизни пионов (26 нс) и мюонов (2.2 мкс). В частности, распад  $\mu^+$ -мезонов при остановках в телескопе может приводить к искажениям спектрометрической информации из-за наложений с сигналами от вторичных позитронов. Этот эффект можно уменьшить за счет сокращения времени преобразования спектрометрических сигналов (в нашем случае постоянная времени формирования  $\tau = 0.5$  мкс). События, искаженные фоном быстро распавшихся мюонов, отбраковывались в процессе обработки данных.

Результаты калибровочных измерений для мониторинжного детектора  $MD_2$  приведены на рис. 2. Следует указать, что набор данных проводился при одновременном включении в логику отбора событий мониторинжных детекторов, “живой” мишени и первых двух детекторов телескопа. Рис. 2 демонстрирует двумерное распределение: по оси абсцисс отложена глубина остановки  $h$  пиона в “живой” мишени, ось ординат показывает энерговыделение  $\epsilon$  мюона в детекторе  $MD_2$ . Более высокая контрастность закрашенных участков графика отвечает большей плотности остановок. Согласно рис. 2, при больших энерговыделениях  $\epsilon$  в мониторе  $MD_2$  остановки пионов сосредоточены вблизи поверхностного слоя мишени. С уменьшением  $\epsilon$  плотность событий смещается в область больших глубин, и при этом точность определения места остановки пиона ухудшается.

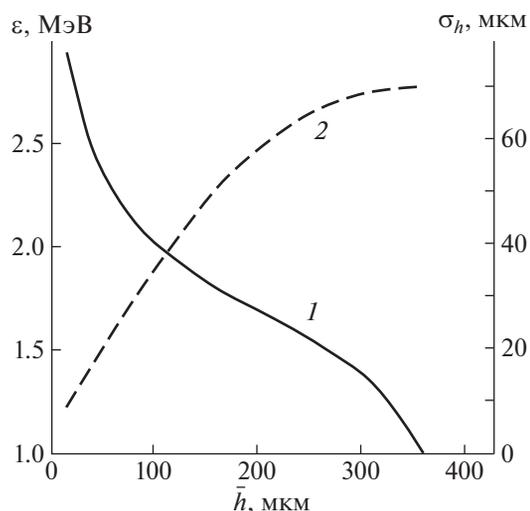


**Рис. 2.** Распределение остановок пионов по глубине  $h$  в “живой” мишени и энерговыделению  $\epsilon$  мюона в детекторе  $МД_2$ .

Измеренное распределение, которое нормировано на полное число событий, применяется в качестве приближения к истинному распределению  $W(h, \epsilon)$ . Полученные распределения плотности вероятности остановок пионов по глубине при фиксированном показании монитора  $W(h) = W(h, \epsilon = \text{const})$  позволяют определить совокупность “прицельных” параметров мониторинной системы.

На рис. 3 показана зависимость средней глубины  $\bar{h}$  остановки пиона в мишени от показаний второго мониторинного детектора  $\epsilon$  (кривая 1). Для уменьшения влияния статистических погрешностей измерений калибровочная зависимость усреднена по всей совокупности экспериментальных точек. Отметим, что кривые, полученные при измерениях обоими телескопами, хорошо сшиваются, что свидетельствует об отсутствии систематических погрешностей. На рис. 3 также показана зависимость величины среднеквадратичного отклонения  $\sigma_h$  от  $\bar{h}$  (кривая 2). Видно, что  $\sigma_h$  увеличивается с ростом  $\bar{h}$  и достигает максимума  $\sim 70$  мкм в диапазоне  $\bar{h} = 300\text{--}350$  мкм.

Следует указать, что ошибки в определении параметров мониторинной системы связаны с нестабильностями пучка (импульс, интенсивность)



**Рис. 3.** “Прицельные” параметры мониторинной системы: 1 – зависимость средней глубины  $\bar{h}$  остановок пионов в мишени от энерговыделения  $\epsilon$  в  $МД_2$ ; 2 – зависимость величины среднеквадратичного отклонения  $\sigma_h$  от средней глубины  $\bar{h}$ .

и быстрых каналов электроники. Контроль стабильности работы этой системы осуществлялся с помощью счетчиков, подсчитывающих число срабатываний элементов при включении в логику отбора событий только мониторинных детекторов, а также “живой” мишени на совпадении с ними. Измерения показали, что погрешность показаний счетчиков не превышала 3% за час набора данных.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДА

Для реализации на практике рассматриваемого метода были выполнены численные расчеты погрешностей восстановления спектров заряженных частиц  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  в энергетическом интервале до 100 МэВ. В расчетах использовались полученные параметры мониторинной системы.

На рис. 4 показаны расчетные зависимости энергетического разрешения  $\Delta E = \text{FWHM}$  (рис. 4а) и коэффициента выхода  $\eta$  частиц (рис. 4б) от их регистрируемой энергии. Представленные графики получены для телескопа  $T_1$ . Коэффициент выхода  $\eta$  частиц определяется как отношение числа зарегистрированных частиц фиксированной энергии к их полному числу, полученному с учетом геометрической эффективности установки.

На рис. 4а и 4б отчетливо выделяются две области. Первая область соответствует большим энергиям, когда частицы регистрируются со всей глубины мишени, а вторая – малым энергиям, при которых частицы регистрируются лишь с ча-

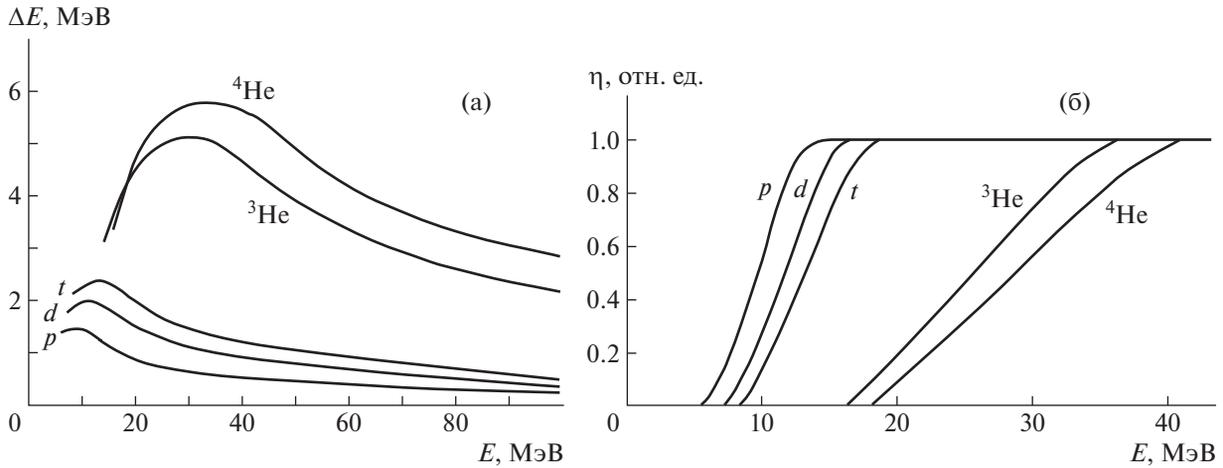


Рис. 4. Зависимость энергетического разрешения (а) и коэффициента выхода (б) от энергии регистрируемых частиц.

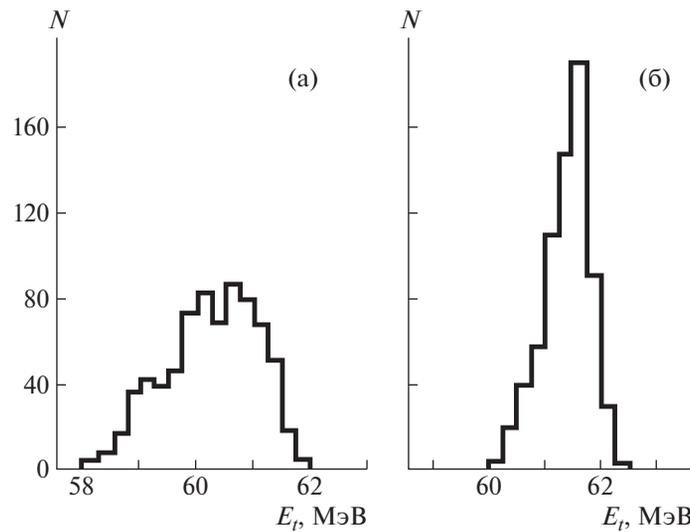


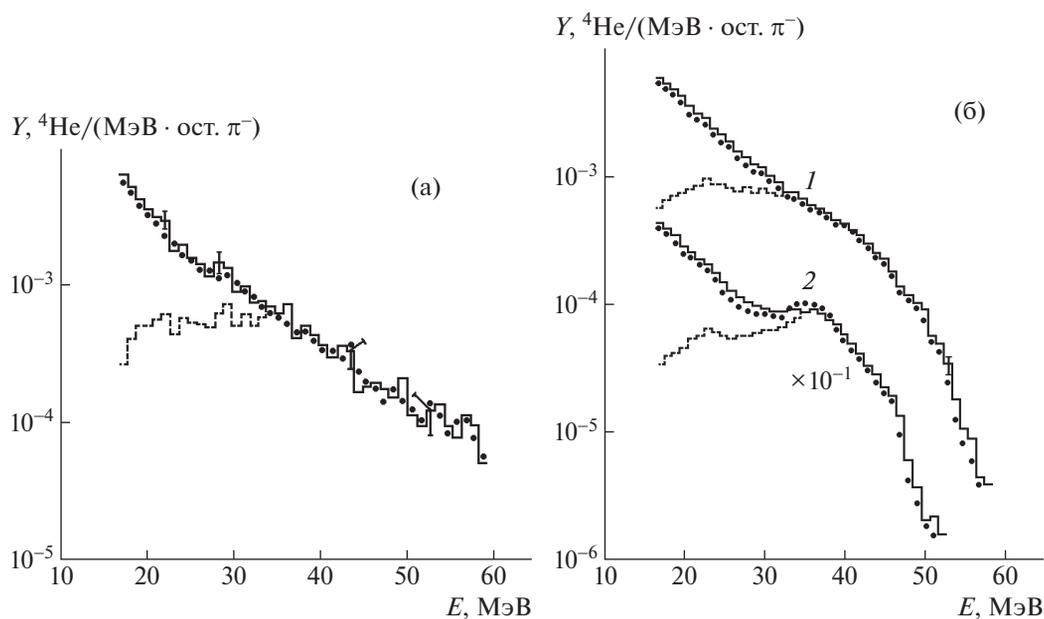
Рис. 5. Спектры тритонов из реакции  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow t + t$ : а – измеренное распределение энергий; б – распределение, полученное с помощью системы “прицеливания”.

сти мишени. В первой области величина  $\eta$  близка к единице, а соответствующая погрешность определения энергии частиц мала. В области малых энергий  $\eta$  резко падает, а погрешность определения выхода частиц возрастает. Для частиц  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  с пороговыми энергиями соответственно 5, 7, 8, 14, 16 МэВ погрешность определения их выхода не превышает 4%, а величина энергетического разрешения для изотопов водорода и изотопов гелия составляет  $\sim 2$  и  $\sim 3.5$  МэВ соответственно.

Спад кривой энергетического разрешения при малых энергиях объясняется тем, что короткопробежные частицы регистрируются преимущественно с энерговыделениями  $\epsilon$ , близкими к верхней границе показаний мониторингового детек-

тора  $MD_2$  (поверхностный слой мишени), т.е. в области наименьшего значения  $\sigma_h$ .

Для экспериментальной демонстрации корректности методики расчета энергетического разрешения на рис. 5 представлены спектры моноэнергетичных тритонов из реакции  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow t + t$ . На рис. 5а показано распределение энергий, зарегистрированное одним из телескопов, а на рис. 5б – полученное с использованием системы “прицеливания”. Отметим заметное улучшение энергетического разрешения ( $\Delta E$  уменьшилось с 2.5 до 1 МэВ) и согласие экспериментального ( $61.5 \pm 0.2$  МэВ) и расчетного (61.62 МэВ) значений энергии тритонов.



**Рис. 6.** Энергетические спектры  $\alpha$ -частиц, образующихся в реакциях: **а** –  $\pi^- + {}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^4\text{He} + X$  в случае применения мишеней с толщами  $\sim 0.1 \text{ г/см}^2$  (сплошная гистограмма) и  $\sim 0.02 \text{ г/см}^2$  (точки); **б** –  $\pi^- + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + X$  и  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + X$  (2), сплошная гистограмма – эксперимент, точки – расчет. Штриховой линией показана область, в которой проявляется эффект искажения за счет потери частиц из-за толщины мишени.

Процедура по корректировке формы распределений была выполнена для инклюзивных спектров заряженных частиц, измеренных в реакциях поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами.

На рис. 6а показаны в сравнении результаты измерения энергетического спектра  $\alpha$ -частиц, образующихся при поглощении пионов ядрами  ${}^{28}\text{Si}$ , для толстой ( $\sim 0.1 \text{ г/см}^2$ , сплошная гистограмма) и тонкой ( $\sim 0.02 \text{ г/см}^2$ , точки) мишеней. Штриховой линией показано распределение зарегистрированных энергий, демонстрирующее область, в которой проявляется эффект искажения за счет потери частиц из-за толщины мишени. Видно, что после применения метода “прицеливания” наблюдается удовлетворительное согласие результатов измерений на мишенях разной толщины в низкоэнергетической части спектра (16–35 МэВ). Отличия в области больших энергий носят статистический характер и обусловлены, главным образом, трудностью получения статистически обеспеченных данных измерений с тонкой мишенью.

На рис. 6б показаны инклюзивные спектры  $\alpha$ -частиц, образующихся при поглощении пионов изотопами лития  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ . В отличие от рис. 6а, точками здесь изображено распределение частиц, полученное в результате численного расчета с учетом плотности распределения остановок  $W(h, \epsilon)$ . Видно хорошее согласие результатов, полученных обоими способами восстановления. Неболь-

шие отличия в области малых энергий могут быть связаны с неточностью описания  $W(h, \epsilon)$ .

Отметим, что для уменьшения погрешностей рассматриваемого метода можно использовать возможность улучшения параметров восстановления спектров за счет сокращения диапазона измерений мониторингового детектора и выделения остановок в поверхностном слое мишени. При этом необходимо указать, что такой подход приводит к значительной потере числа остановок пионов.

Также следует рассмотреть проблему, связанную с нестабильностью распределения  $W(h, \epsilon)$ . Как видно из рис. 6, в области больших энергий форма зарегистрированного спектра совпадает с восстановленным (исходным) распределением, при этом погрешности восстановления малы. Следовательно, отобрав события с энергиями, превышающими фиксированное пороговое значение, можно построить соответствующее им распределение энерговыделения в мониторе, не искаженное эффектом потери частиц в мишени. Для этой процедуры целесообразно использовать длиннопробежные протоны и дейтроны. В измерениях, связанных с поглощением пионов, эти частицы легко выделяются, поэтому такой подход можно использовать для коррекции распределения  $W(h, \epsilon)$  в каждой экспозиции.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что совместный анализ спектрометрической информации с мониторингового детектора  $MD_2$  и “живой” мишени позволяет определить глубину остановки пиона в мишени. Проведен анализ восстановления энергетических спектров изотопов гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , образующихся в реакциях поглощения пионов ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ . Установлено, что применение предлагаемого метода “прицеливания” позволяет корректно восстанавливать энергетические спектры этих частиц в диапазоне энергий 16–35 МэВ при использовании толстых мишеней (толщиной  $\sim 0.1$  г/см $^2$ ). Таким образом, использование полупроводниковой мониторинжной системы в качестве установки “прицеливания” дает возможность повысить эффективность исследований за счет совмещения высокой статистики набора данных с достоинствами экспериментов на тонких мишенях.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект № 0723-2020-0041.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Лапушкин С.В., Пritула Р.В., Чернышев Б.А. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2014. Т. 78. С. 1375.  
<https://doi.org/10.7868/S0367676514110106>
2. Chernyshev V.A., Gurov Yu.B., Korotkova L.Yu., Lapushkin S.V., Pritula R.V., Shchurenkova T.D., Sandukovsky V.G. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 798. P. 012080.  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/798/1/012080>
3. Гуров Ю.Б., Карпунин В.С., Лапушкин С.В., Леонова Т.И., Пritула Р.В., Чернышев Б.А., Сандуковский В.Г. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 305.  
<https://doi.org/10.1134/S0044002719030073>
4. Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Розов С.В., Сандуковский В.Г., Чернышев Б.А. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 18.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040169>

---

**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА**


---

УДК 539.1.08

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХКАНАЛЬНОГО  
СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА**

© 2022 г. В. И. Алексеев<sup>a</sup>, В. А. Басков<sup>a,\*</sup>, Е. А. Варфоломеева<sup>b</sup>, В. А. Дронов<sup>a</sup>,  
А. И. Львов<sup>a</sup>, А. В. Кольцов<sup>a</sup>, Ю. Ф. Кречетов<sup>c</sup>, В. В. Полянский<sup>a</sup>, С. С. Сидорин<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53*

<sup>b</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”  
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31*

<sup>c</sup> *Объединенный институт ядерных исследований  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6*

\*e-mail: baskov@x4u.lebedev.ru

Поступила в редакцию 03.02.2022 г.

После доработки 09.02.2022 г.

Принята к публикации 07.03.2022 г.

Представлены результаты калибровок двухканального сцинтилляционного спектрометра толщиной  $0.5X_0$ , выполненных на космических мюонах и пучке вторичных квазимоноэнергетических электронов с энергиями от 3 до 100 МэВ ускорителя “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Регистрация световых сигналов в спектрометре осуществлялась фотоэлектронными умножителями ФЭУ-52. Обнаружено, что зависимости относительного энергетического разрешения отдельных каналов спектрометра от энергии электронов идентичны. При энергии электронов  $E \approx 32$  МэВ относительные энергетические разрешения каналов спектрометра составили  $\sim 11\%$ , а суммы сигналов обоих каналов  $\sim 7\%$ .

DOI: 10.31857/S0032816222040152

На тормозном пучке фотонов с энергией до 500 МэВ ускорителя “Пахра” ФИАН создана экспериментальная установка, предназначенная для поиска ранее не наблюдавшихся, относительно легких долгоживущих заряженных частиц  $\ell^\pm$  с массой, лежащей между массой электрона и мюона или “аномальных лептонов” [1].

Для определения импульса и энергии частиц, вылетающих из мишени, используется времяпролетная методика. Электрон и более тяжелый лептон при одинаковом импульсе будут различаться скоростями и, соответственно, временами пролета от мишени до точки регистрации. Поэтому установка включает в себя системы, определяющие время пролета, импульс и энергию регистрируемых частиц.

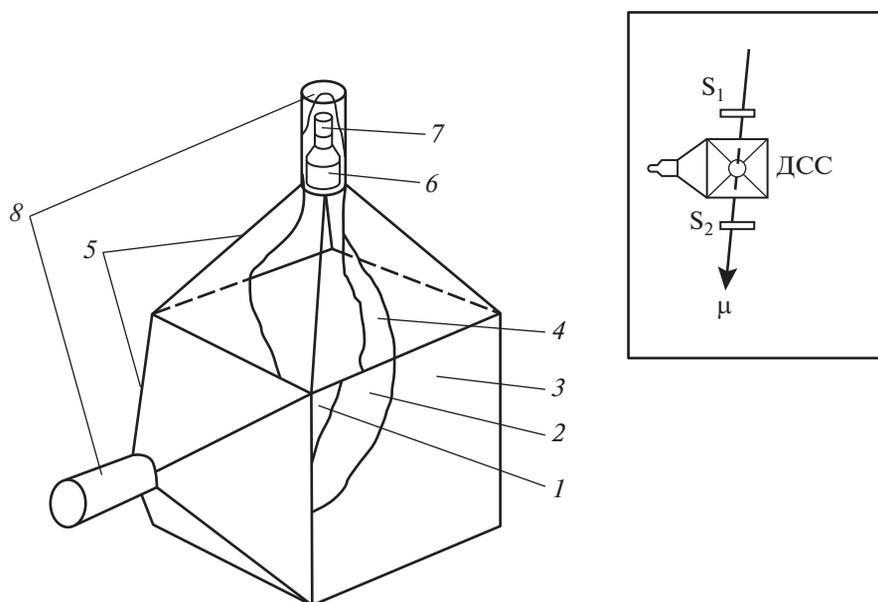
Для определения энергии продуктов взаимодействия фотонного пучка с экспериментальной мишенью в диапазоне энергий до 40 МэВ на основе элемента многоканального сцинтилляционного спектрометра (МСС) [2] создан двухканальный сцинтилляционный спектрометр (ДСС) (рис. 1).

ДСС является сцинтилляционным блоком размером  $200 \times 200 \times 200$  мм, его толщина составляет  $0.5X_0$ , где  $X_0$  – радиационная длина (для пла-

стического сцинтиллятора  $X_0 \approx 40$  см [3]). ДСС с двух сторон просматривается двумя спектрометрическими фотоумножителями ФЭУ-52, которые расположены таким образом, чтобы траектории ливневых частиц электромагнитного ливня, развиваемого в блоке, были параллельны фотокатодам ФЭУ. Один ФЭУ расположен на верхней грани сцинтилляционного блока и “просматривает” объем блока в направлении вертикальной оси (первый канал), второй ФЭУ размещен на горизонтальной грани сцинтилляционного блока, параллельной траектории регистрируемых частиц, и “просматривает” объем блока в направлении горизонтальной оси, перпендикулярной траектории частиц (второй канал).

Для эффективного собирания света ФЭУ, возникающего в значительном объеме блока от прохождения заряженных частиц, используются светосборники с отражателями на основе металлизированного майлара. Расстояние от фотокатодов ФЭУ-52 до грани сцинтиллятора составляет 10 см. Для формирования сигналов в обоих ФЭУ используются стандартные делители напряжения.

Предварительная калибровка ДСС была выполнена с помощью космических мюонов (встав-



**Рис. 1.** Схема двухканального сцинтиляционного спектрометра (светонепроницаемый корпус не показан). 1 – сцинтиляционный блок; 2 и 4 – металлизированный майлар; 3 – черная бумага; 5 – светосборники; 6 – ФЭУ-52; 7 – делитель напряжения ФЭУ-52; 8 – корпуса ФЭУ. На вставке:  $S_1$  и  $S_2$  – сцинтиляционные счетчики; ДСС – двухканальный сцинтиляционный спектрометр.

ка к рис. 1). Целью калибровки являлось определение величин напряжений, при которых относительное энергетическое разрешение каналов ДСС минимальное.

Среднее энерговыделение, которое оставляет космический мюон в объеме ДСС, составляет около  $E \approx LdE/dx = 20 \cdot 2 \approx 40$  МэВ, где  $L = 20$  см – толщина ДСС,  $dE/dx = 2$  МэВ/см – средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в сцинтиляторе.

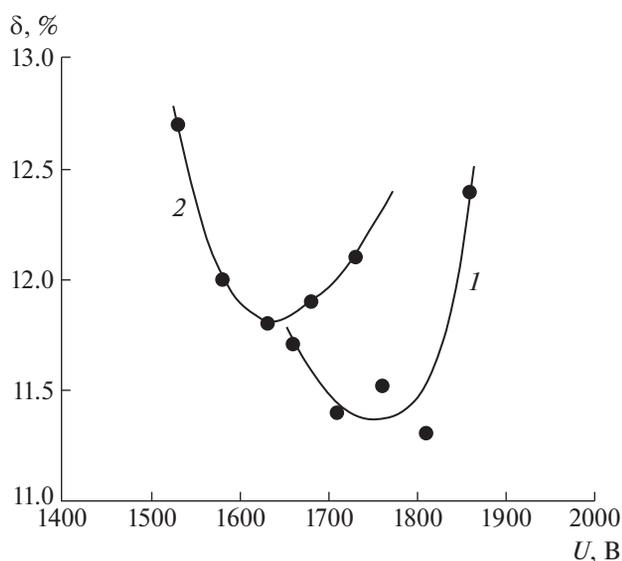
При максимальных исследованных напряжениях  $U_1 = 1730$  В и  $U_2 = 1830$  В на делителях ФЭУ каналов ДСС средняя величина каналов амплитудных спектров космических мюонов за вычетом пьедестала зарядоцифрового преобразователя (ЗЦП) составляла  $\sim 350$  каналов при диапазоне ЗЦП 512 каналов. Диапазон рабочих напряжений обоих каналов составил около 250 В (для первого канала от  $\sim 1500$  до  $\sim 1750$  В, для второго – от  $\sim 1600$  до 1850 В).

Зависимости относительных амплитудных разрешений  $\delta_{1(2)}$  каналов ДСС от напряжений на делителях напряжений представлены на рис. 2 ( $\delta_{1(2)} = \sigma_{1(2)} / \langle A_{1(2)} \rangle = [(\Delta A_{1(2)} / \langle A_{1(2)} \rangle) / 2.35] \cdot 100\%$ , где  $\sigma_{1(2)}$  – стандартное отклонение средней амплитуды сигналов амплитудного спектра первого (второго) канала;  $\Delta A_{1(2)}$  – полная ширина на половине высоты амплитудного спектра сигналов с ФЭУ первого (второго) канала;  $\langle A_{1(2)} \rangle$  – средняя амплитуда в амплитудном спектре первого (второго) канала; 2.35 – коэффициент пропорцио-

нальности, определяющий взаимосвязь между величинами  $\Delta A_{1(2)}$  и  $\sigma$ :  $\Delta A_{1(2)} = \sigma \cdot 2 \cdot \sqrt{2} \ln 2 \approx 2.35\sigma$  [4]. Видно, что амплитудные разрешения в исследованных диапазонах напряжений изменяются слабо, в пределах  $\sim 1\%$  (от 11.3% до 12.3% для первого канала и от 11.8% до 12.7% для второго канала). Наилучшие величины относительных амплитудных разрешений первого и второго каналов при использовании ФЭУ-52 составили 11.3% и 11.8% соответственно. Относительное амплитудное разрешение суммы сигналов двух каналов ДСС составило  $\sim 10\%$ .

Основная энергетическая калибровка ДСС была выполнена на пучке вторичных квазимоноэнергетических электронов с энергиями от  $\sim 3$  до  $\sim 100$  МэВ ускорителя “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Схема калибровки представлена на рис. 3. Электроны, возникшие в результате взаимодействия фотонного пучка с медным конвертором, расположенного на срезе плюсов магнита СП-3, отклонялись магнитным полем в свинцовый коллиматор К с диаметром входного отверстия  $\varnothing 10$  мм и толщиной 50 мм. Коллиматор расположен в свинцовой защитной стенке перед ДСС и установлен под углом  $\varphi = 46^\circ$  относительно первичной траектории фотонов на расстоянии 1 м от центра полюсов магнита. Интенсивность электронного пучка составляла  $\sim 10^2 e^-/c$ .

Блок-схема калибровки ДСС представлена на рис. 4. Сигналы с триггерных счетчиков  $S_1$  и  $S_2$

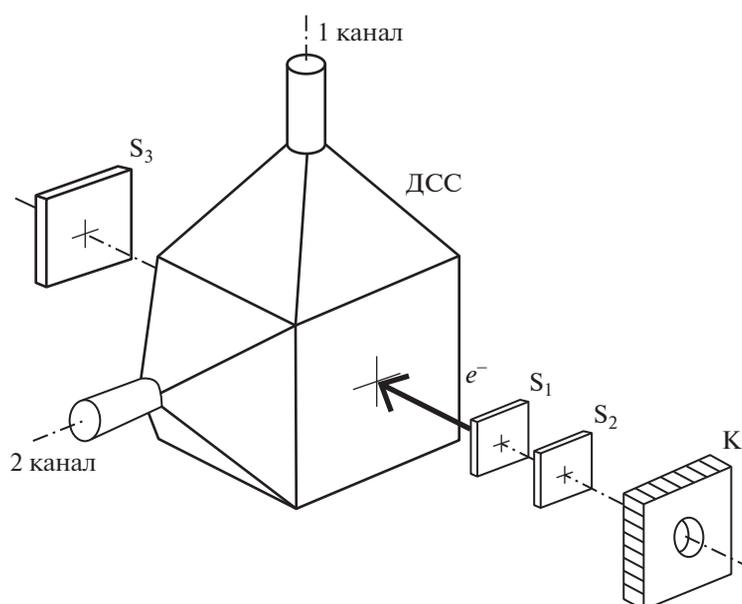


**Рис. 2.** Зависимости относительного амплитудного разрешения  $\delta$  каналов ДСС от напряжения на делителях напряжения ФЭУ: 1 – первый канал, 2 – второй канал.

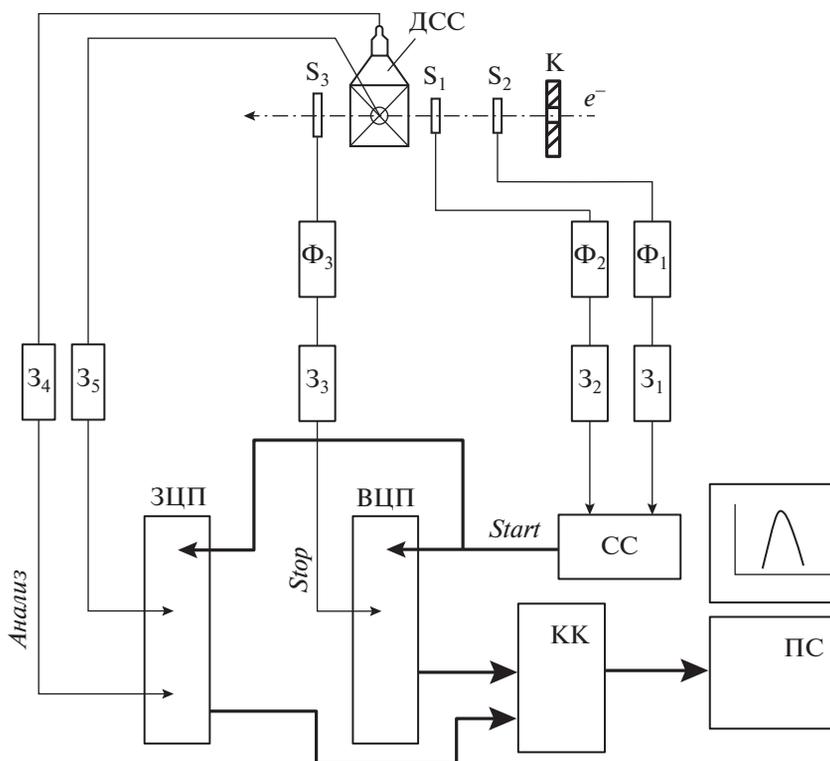
размером  $15 \times 15 \times 1$  мм через формирователи  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  и задержки  $Z_1$  и  $Z_2$  подавались на входы схемы совпадений СС. Длительность сигналов составляла 20 нс. Сигнал со схемы совпадений СС длительностью 120 нс являлся триггерным сигналом *Start* для запуска 8-входового зарядоцифрового преобразователя (ЗЦП), на входы “Анализ” которого через блоки задержек  $Z_3$  и  $Z_4$  подавались

сигналы от двух каналов ДСС. *Start* являлся также сигналом, с помощью которого через крейт-контроллер системы САМАС осуществлялась “запись” сигналов с ДСС в память компьютера. В счетчиках  $S_1$  и  $S_2$  использовались фотоумножители ФЭУ-85 с напряжением питания на делителях  $U = 1000$  В.

При энергии электронов больше 40 МэВ электромагнитные ливни, возникающие при взаимодействии электронов с ДСС, начинают выходить из сцинтилляционного блока. Для контроля потока электронов, потерявших не всю энергию в ДСС, за ДСС расположен сцинтилляционный счетчик  $S_3$  размером  $70 \times 70 \times 5$  мм. Сигнал с  $S_3$  формировался формирователем  $\Phi_3$  и через задержку  $Z_3$  подавался на блок времяцифрового преобразователя (ВЦП) с рабочим диапазоном шкалы 1024 канала и ценой деления 50 пс/канал. Стартом для запуска блока ВЦП являлся сигнал *Start*, сигналом *Stop* был сформированный сигнал  $S_3$ . По форме временного спектра и количеству событий в спектре контролировалась энергия электронов, а именно: при энергии электронов меньше 40 МэВ временной спектр практически отсутствовал, при энергии больше 40 МэВ начинал формироваться временной спектр, показывающий наличие частиц в задней полусфере ДСС. Наличие временного спектра указывало на величину энергии больше 40 МэВ. Чем больше энергия электронов, тем больше частиц должно выходить из ДСС и тем больше событий во временном спектре.



**Рис. 3.** Схема калибровки ДСС на пучке вторичных квазимонохроматических электронов ускорителя “Пахра” ФИАН. К – коллиматор;  $S_1$  и  $S_2$  – триггерные сцинтилляционные счетчики;  $S_3$  – сцинтилляционный счетчик контроля доли энергии электромагнитного ливня, выходящего из двухканального сцинтилляционного спектрометра ДСС.



**Рис. 4.** Блок-схема калибровки ДСС. К – коллиматор; S<sub>1</sub> и S<sub>2</sub> – триггерные сцинтилляционные счетчики; S<sub>3</sub> – сцинтилляционный счетчик контроля доли энергии электромагнитного ливня, выходящего из двухканального сцинтилляционного спектрометра ДСС; Ф<sub>1</sub>–Ф<sub>3</sub> – блоки формирователей; З<sub>1</sub>–З<sub>5</sub> – блоки задержек; СС – схема совпадений; ЗЦП – 8-входовый зарядочувствительный цифровой преобразователь; ВЦП – времяцифровой преобразователь; Start – сигнал запуска блоков ЗЦП и ВЦП; Stop – временной сигнал со счетчика S<sub>3</sub>; Анализ – амплитудные сигналы с каналов ДСС; КК – крест-контроллер системы САМАС; ПС – персональный компьютер.

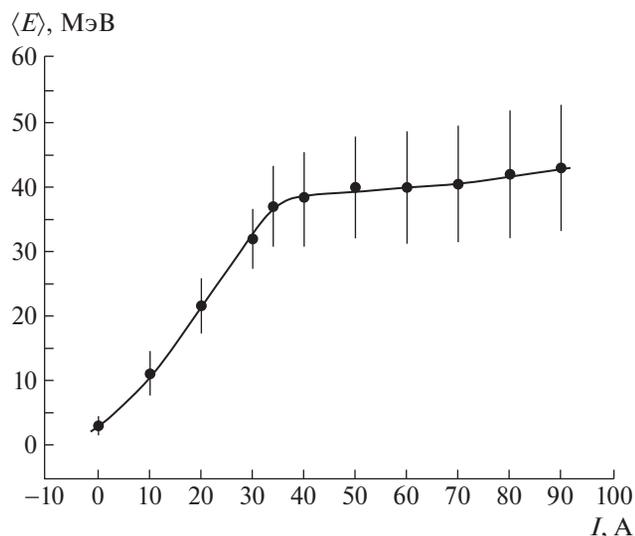
На рис. 5 представлена средняя энергия электронов, зарегистрированная вторым каналом ДСС, от тока магнита СП-3 или от энергии вторичных электронов. Каждая точка на рисунке представляет собой среднюю величину энергетического спектра электронов  $\langle E \rangle$ , зарегистрированных ДСС, со среднеквадратичным отклонением  $\sigma = FWHM/2.35$  (FWHM – полная ширина на половине высоты энергетического спектра). Характер зависимости типичен для детекторов такого рода и аналогичен характеру зависимостей, полученных в работах [2, 5]. Видно, что в пределах ошибок в диапазоне энергий электронов от ~5 до ~35 МэВ зависимость имеет линейный характер.

Обнаружено, что зависимости относительного энергетического разрешения обоих каналов ДСС от тока СП-3 или энергии электронов практически идентичны. Для определенности, на рис. 6 представлена зависимость относительного энергетического разрешения второго канала ДСС (кривая 1) от величины зарегистрированной средней энергии электронов  $\delta_2 = [(\Delta E_2/\langle E_2 \rangle)/2.35] \times 100\%$ , где  $\Delta E_2$  – полная ширина на половине

высоты энергетического спектра второго канала, а  $\langle E_2 \rangle$  – величина средней зарегистрированной энергии.

Надо отметить, что на рис. 5 и 6 ошибки экспериментальных точек представлены без вычета ошибок энергетического разрешения вторичного электронного пучка, которые в интервале энергий электронов от 3 до 10 МэВ изменялись от ~17 до ~10%, а далее, до энергий электронов ~40 МэВ, менялись слабо, оставаясь на уровне тех же ~10%. Следует отметить, что аппроксимирующие экспериментальные результаты линии на рис. 2, 5 и 6 проведены для наглядности.

Наилучшее энергетическое разрешение канала ДСС достигается при энергии электронов ~32 МэВ и составляет ~15%. Эти значения согласуются с результатами работы [2], в которой исследовались энергетические характеристики сцинтилляционного спектрометра, состоящего из сцинтилляционных блоков, аналогичных данному. Можно предположить, что при энергии электронов ~32 МэВ наблюдается минимальное отношение доли энерговыделения электромагнитного ливня, развиваемого электроном в ДСС и вышедше-



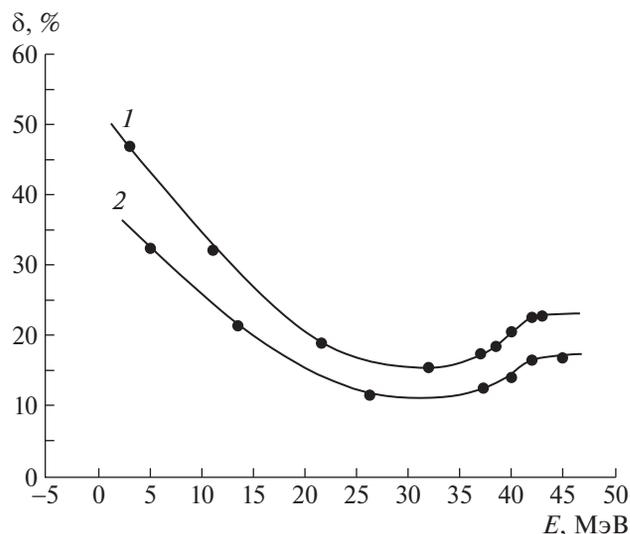
**Рис. 5.** Средняя энергия электронов, зарегистрированная вторым каналом ДСС, от тока магнита СП-3.

го из ДСС, к энерговыделению ливня, оставшегося в ДСС.

Исследована зависимость относительного энергетического разрешения ДСС в случае суммирования сигналов обоих каналов. Данная зависимость представлена на рис. 6 (кривая 2). Относительное энергетическое разрешение для суммы сигналов составило  $\sim 12\%$ .

С учетом относительного энергетического разрешения электронного пучка с энергией  $\approx 32$  МэВ, составившего, как указано выше,  $\sim 10\%$ , относительные энергетические разрешения каналов ДСС и суммы сигналов обоих каналов равны  $\sim 11$  и  $\sim 7\%$  соответственно.

Результаты калибровки двухканального сцинтиляционного спектрометра на пучке вторичных электронов на базе магнита СП-3 ускорителя “Пахра” показали, что в области энергий электронов до 40 МэВ, при которых проводился эксперимент по поиску “аномальных лептонов”, а именно от  $\sim 5$  до  $\sim 35$  МэВ, зависимость регистрируемой энергии от тока магнита СП-3 имеет линейный характер. Зависимости относительного энергетического разрешения отдельных каналов ДСС от энергии электронов практически идентичны. При энергии электронов  $E \approx 32$  МэВ отно-



**Рис. 6.** Зависимости относительного энергетического разрешения (без вычета относительного энергетического разрешения электронного пучка) от величины зарегистрированной средней энергии электронов для второго канала ДСС (1) и суммы сигналов двух каналов (2).

сительные энергетические разрешения каналов ДСС и суммы сигналов обоих каналов составили  $\sim 11$  и  $\sim 7\%$  соответственно.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alekseev V.I., Baskov V.A., Dronov V.A., Krechetov Yu.F., L'vov A.I., Pavlyuchenko L.N., Polyanskiy V.V., Sidorin S.S.* // EPJ Web of Conferences (Baldin ISHEPP XX-IV). 2019. V. 204. P. 08009. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201920408009>
2. *Алексеев В.И., Басков В.А., Варфоломеева Е.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // ПТЭ. 2021. № 5. С. 28. <https://doi.org/10.31857/S0032816221050013>
3. Particle Data Group. *Tanabashi M. et al.* // Phys. Rev. 2018. V. 98. D. 030001. <https://doi.org/https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001>
4. *Grupen C.* Particle detectors. Cambridge, University Press, 1996.
5. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В.* // ПТЭ. 2020. № 5. С. 10. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050079>

---

---

**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА**

---

---

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВРЕМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ**© 2022 г. Elif Ebru Ermis<sup>a,\*</sup>, Cuneyt Celiktas<sup>b</sup><sup>a</sup> *Izmir Tinaztepe University, Vocational School of Health Services, Medical Imaging Techniques Department  
35400, Buca, Izmir, TURKEY*<sup>b</sup> *Ege University, Faculty of Science, Physics Department 35100, Bornova, Izmir, TURKEY**\*e-mail: elermis@hotmail.com*

Поступила в редакцию 15.02.2022 г.

После доработки 21.03.2022 г.

Принята к публикации 22.03.2022 г.

Поскольку в спектрах  $\beta$ -распада  $\beta$ -частицы могут иметь любую энергию от нуля до максимума, низкоэнергетическая часть  $\beta$ -спектра скрывается в электронных шумах регистрирующего устройства. Нами предложен экспериментальный метод выделения сигналов от  $\beta$ -частиц в избранной части шумового спектра в низкоэнергетической части спектра источника  $^{204}\text{Tl}$  методом временной привязки с постоянным порогом. Полученные результаты показали, что предлагаемый метод вполне успешно выделяет импульсы от  $\beta$ -частиц среди шумовых сигналов. Сделано заключение, что использованный метод позволяет отделять не только шумовые сигналы, но также и разделять импульсы от частиц разных типов, например, отделять сигналы фона от сигналов источника, что улучшает возможности детектирования.

DOI: 10.31857/S003281622204019X

**ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время самыми широко используемыми органическими сцинтилляторами являются пластические сцинтилляторы. Один из них, типа ВС-400, предназначен для решения широкого круга задач и в основном используется для детектирования  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц [1].

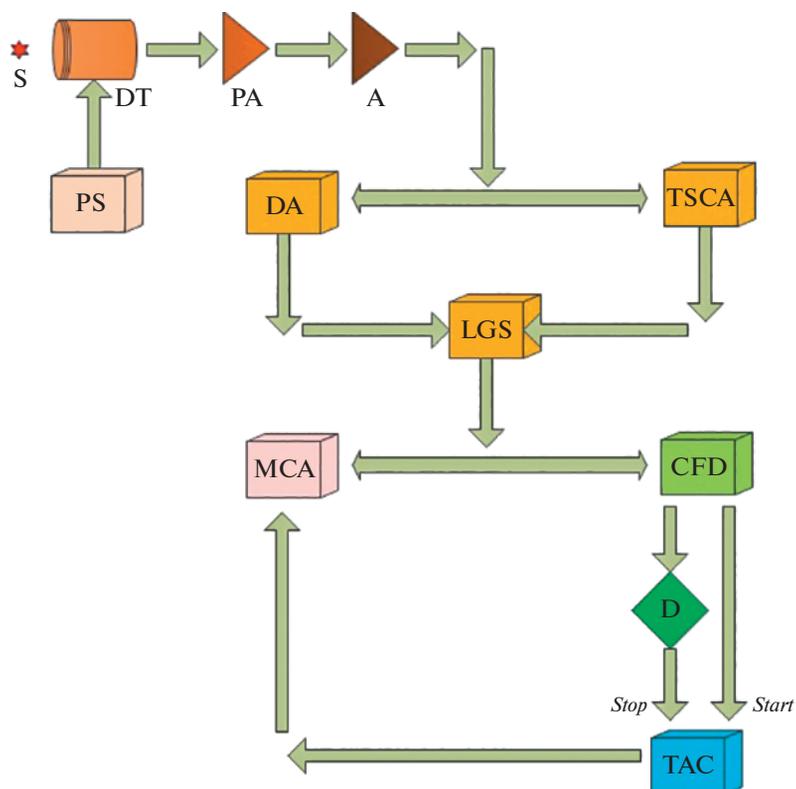
Simons and Higginbotham [2] разработали двухдетекторный спектрометр со сцинтилляторами типа ВС-400. Parandreou et al. исследовали энергетическую зависимость сцинтилляционного выхода сцинтиллятора ВС-400 для протонов с энергией в диапазоне 60–220 МэВ [3]. Moghadam et al. использовали этот тип сцинтиллятора для регистрации радиоактивности актинидов (например,  $^{241}\text{Am}$ ) на основе метода  $\alpha$ - $\gamma$ -совпадений [4]. Временные параметры этого сцинтиллятора при регистрации  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц исследовал Mitev [5]. Энергетическую зависимость выхода маленьких сцинтилляционных детекторов на основе ВС-400 исследовал Ebenau [6].

Поскольку частицы разного типа имеют разные массы и заряды, они генерируют в материале детектора сигналы, различающиеся по энергии и форме. Это приводит к разным временным характеристикам, что позволяет разделять различные частицы. С помощью измерения формы и длительности сигнала могут быть выполнены различные способы дискриминации частиц. Дискриминация частиц основана на определении

времени прихода импульса, генерируемого в детекторе падающими частицами. Одним из наиболее часто используемых и эффективных методов синхронизации является дискриминация с постоянным порогом. В этом методе входящий импульс сначала разделяется на две части, причем одна часть задерживается на время, равное времени, которое требуется импульсу, чтобы от уровня дискриминации достигнуть амплитудного значения импульса. Другая часть импульса инвертируется и ослабляется на определенную величину для получения выходного импульса. В результате суммирования двух частей импульса получается биполярный импульс [7].

Так как  $\beta$ -частицы имеют малую массу, вероятно их рассеяние назад от поверхности детектора, особенно в области малых энергий, что приводит к искажению сигналов детектора [7]. Такие случаи приводят к появлению нежелательных флуктуаций или ложных сигналов в процессе измерений.

Эти нежелательные ситуации воспринимаются как шум вместе с электронным шумом, создаваемым устройствами из-за физических условий (таких как температура, окружающее освещение, старение), и этот шум накладывается на исходный сигнал. Важные источники шума возникают в самом детекторе и подвергаются такому же усилению, как и основной сигнал, тогда как шум, ге-



**Рис. 1.** Схематический вид спектрометра. S – источник; DT – детектор; PS – источник напряжения ORTEC 556; PA – предусилитель ORTEC 113; A – основной усилитель ORTEC 485; DA – усилитель с задержкой ORTEC 427A; TSCA – одноканальный анализатор временной привязки ORTEC 420A; LGS – линейные ворота и расширитель ORTEC 442; CFD – дискриминатор с постоянным порогом ORTEC 584; D – устройство задержки ORTEC 425A; TAC – времяамплитудный конвертер ORTEC 566; MCA – многоканальный анализатор ORTEC Easy MCA 2k.

нерируемый дальше по схеме, обычно намного меньше, чем исходный сигнал [8].

Негативное влияние шума на амплитудный спектр импульсов в многоканальном анализаторе требуется максимально уменьшить. Этот эффект обычно проявляется в  $\beta$ -спектре в области низких энергий и требует установления порога для устранения этой искаженной части спектра [9–16]. В данной работе для отделения исходных сигналов  $\beta$ -частиц от выбранной зашумленной части полученного энергетического спектра  $^{204}\text{Tl}$  была предложена установка, основанная на использовании метода временной привязки.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В работе использовался точечный источник  $^{204}\text{Tl}$  активностью 0.25 мкКи фирмы Spectrum Techniques Co., нанесенный на майларовый диск диаметром 25 мм и толщиной 5 мм. Источник излучает только  $\beta$ -частицы. Время набора статистики 300 с.

В  $\beta$ -спектрометре использовался сцинтилляционный детектор фирмы Saint Gobain Co. с пластическим сцинтиллятором BC-400 диаметром

762 мм и толщиной 5 мм. Детектор располагался в темном и прохладном корпусе для предотвращения появления дополнительных шумовых сигналов. Схематический вид спектрометра приведен на рис. 1.

Сигналы, возникающие при детектировании  $\beta$ -частиц источника  $^{204}\text{Tl}$  в спектрометре, усиливаются предусилителем и усилителем. На рис. 2 показано распределение выходных сигналов с усилителя, т.е.  $\beta$ -спектр.

Согласно рис. 2, в  $\beta$ -спектре присутствуют сигналы в любом канале от нулевого до максимальной энергии  $\beta$ -излучения. Это означает, что падающие  $\beta$ -частицы из радиоактивного источника имеют непрерывный спектр. В низкоэнергетической части спектра наблюдается много шумовых импульсов. Для нормальной работы спектрометра выход в интервале между 40-м и 90-м каналами был закрыт. Для этого выход усилителя был разделен на две ветви для стробирования нужного интервала в спектре с помощью синхронизирующего одноканального анализатора и усилителя задержки. Закрытая часть  $\beta$ -спектра через линейный затвор и расширитель LGS представлена на рис. 3.

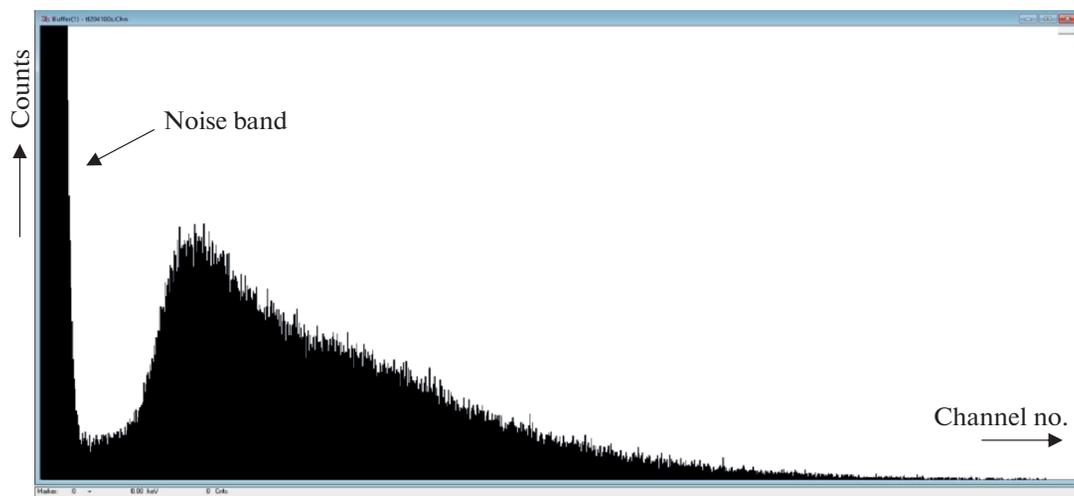


Рис. 2. Бета-спектр  $^{204}\text{Tl}$ , измеренный пластиковым сцинтиллятором BC-400.

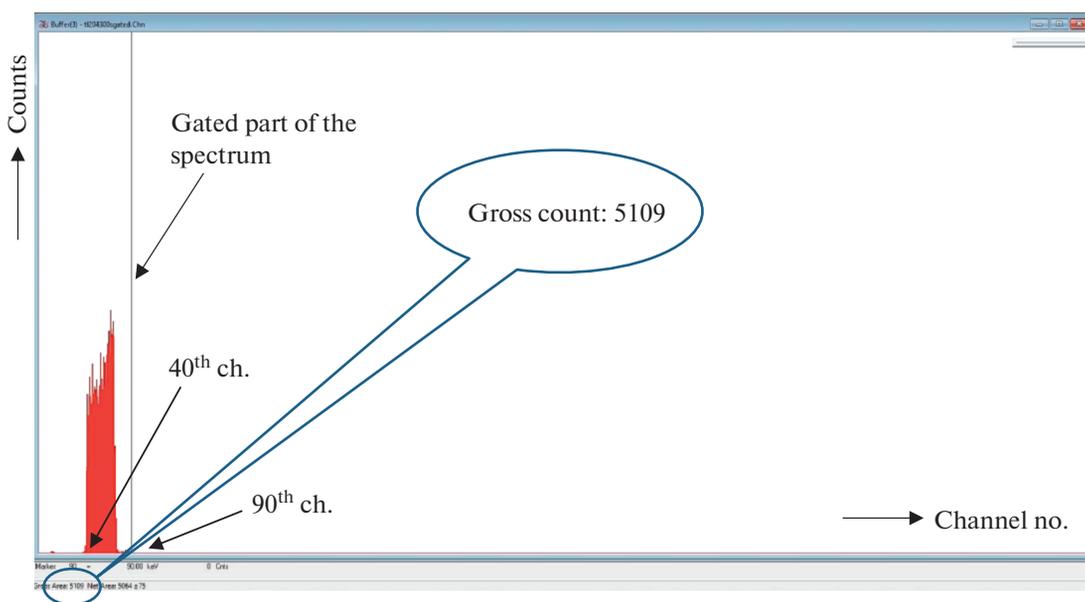


Рис. 3. Заблокированная часть  $\beta$ -спектра.

Кроме того, на рис. 4 приведены выходные сигналы с блока LGS, полученные цифровым осциллографом. На рисунке хорошо видны шумы в стробируемом интервале спектра.

Выходной сигнал блока LGS был разделен на две части. Одна часть напрямую подключена к многоканальному анализатору для формирования опорного сигнала, другая – подавалась на дискриминатор с постоянным порогом CFD для процесса синхронизации. Это устройство генерирует два выходных сигнала синхронизации следующим образом: выходной сигнал LGS умножает-

ся на коэффициент  $f$  для получения желаемого выходного сигнала. Форма входного сигнала также инвертируется и задерживается на время, превышающее время нарастания импульса (это время составляет от 10 до 90% от амплитуды сигнала). Затем задержанные и инвертированные сигналы суммируются для получения выходного импульса. Дополнительная информация о методе приведена в [8]. Временные выходы CFD были подключены к входам “старт” и “стоп” времязадающего преобразователя ТАС, который формирует сигнал синхронизации, пропорциональ-

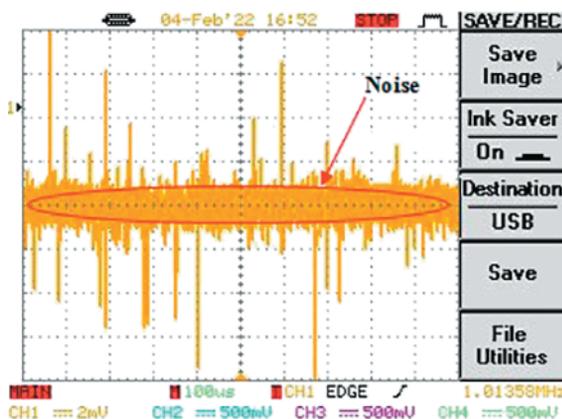


Рис. 4. Выход блока LGS.

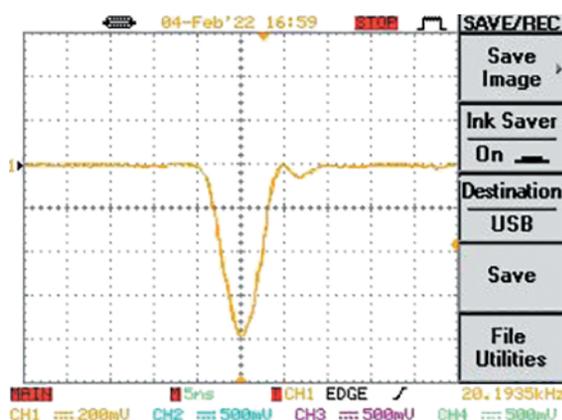


Рис. 5. Форма задержанного сигнала CFD.

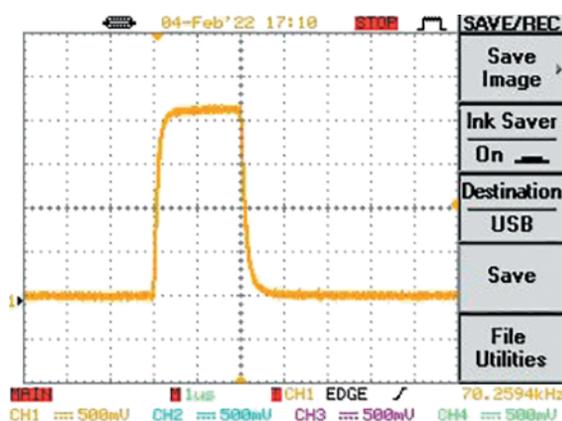


Рис. 6. Форма выходного сигнала конвертера ТАС.

ный временному интервалу между его входами “старт” и “стоп”. Время задержки между этими входами составляло 8 нс и задавалось устройством задержки на “стоповой” ветви ТАС. Форма задержанного выходного сигнала синхронизации CFD представлена на рис. 5.

Сигнал временной привязки с конвертера ТАС подается на многоканальный анализатор МСА для выделения импульсов от линейных ворот LGS. Это краткое описание временной ветви схемы, которая называется схемой временной привязки с постоянным порогом. Используя эту процедуру, можно выбрать из всех сигналов достаточное количество импульсов от  $\beta$ -частиц. Форма логического выходного сигнала ТАС показана на рис. 6.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Сцинтилляционным спектрометром с пластическим сцинтиллятором BC-400 измерен энергетический спектр  $\beta$ -частиц  $^{204}\text{Tl}$ , результат представлен на рис. 2 в виде экрана анализатора МСА. Поскольку низкоэнергетическая (т.е. в области малых номеров каналов) часть этого энергетического спектра не ясна, мы исследовали возможность разделения сигналов, вызываемых частицами исходного источника, от ложных сигналов. Для этого мы использовали временную методику CFD. Сначала стробировали часть  $\beta$ -спектра в области шумов (каналы 40–90) (рис. 3). Первые 40 каналов не попали в сферу нашего анализа из-за слишком большого числа импульсов в этой части спектра.

После применения нашего метода временной привязки получен спектр, показанный на рис. 7.

Общее число отсчетов в спектре, приведенном на рис. 3, было равно 5109 за 300 с. Общее число отсчетов в окончательном спектре, приведенном на рис. 7, оказалось равным 5057 за то же время измерения. Это показывает, что предложенный метод оказался вполне успешным.

В заключение отметим, что точная настройка блока CFD может повысить эффективность выделения  $\beta$ -сигналов из всех поступающих на вход. Поскольку амплитуды как исходных импульсов от частиц, так и фоновых сигналов в низкоэнергетической части спектра малы, различение полученных сигналов от детектора будет все более затруднено. Более того, очень немногие  $\beta$ -частицы в области шумов оставят свою энергию в веществе детектора из-за потери энергии в окне детектора. Эта ситуация затрудняет разделение исходных сигналов, что, естественно, приводит к полной потере этой части спектра. Но даже в этом случае ясно, что введенный метод успешно отделяет сигналы  $\beta$ -частиц от стробированной шумовой его части. Из представленной здесь экспериментальной методики следует, что при спектрометрических измерениях возможно разделение любых сигналов, подобно фильтру, который пропускает только предпочтительные, повышая эффективность детектора.

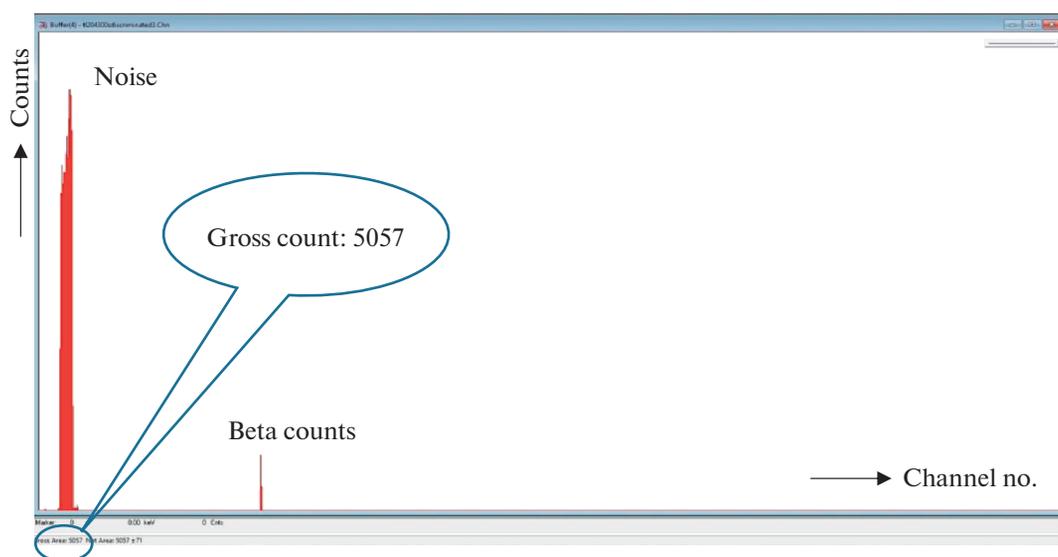


Рис. 7. Выделенная из-под шумов часть  $\beta$ -спектра.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Советом по научно-техническим исследованиям ТУРЦИИ (проект № 121F012).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators/bc-400-bc-404-bc-408-bc-412-bc-416>. Accessed February 15, 2022.
2. Simons, G.G., Higginbotham, J.F., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 1990, vol. 293 (3), p. 551. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(90\)90322-W](https://doi.org/10.1016/0168-9002(90)90322-W)
3. Papandreou Z., Lolos, G.J., Huber, G.M., Cornier, J.C., Naqvi, S.I.H, Mathie, E.L., Ottewell, D.F., Walden, P.L., Jones, G., Trelle, R.P., Aslanoglu, X., Orfanakos, S., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, 1988, vol. 34 (4), p. 454. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(88\)90149-8](https://doi.org/10.1016/0168-583X(88)90149-8)
4. Moghadam, S.R., Fegghi, S.A.H., Safari, M.J., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 2015, vol. 799, p. 59. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.053>
5. Mitev, K.K., *Appl. Radiat. Isot.*, 2016, vol. 110, p. 236. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.01.027>
6. Ebenau, M., Radeck, D., Bambynek, M., Sommer, H., Flüh, D., Spaan, B., Elchmann, M., *Med. Phys.*, 2016, vol. 43 (8), p. 4598. <https://doi.org/10.1118/1.4957348>
7. Leo, R.W., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Germany: Springer-Verlag, 1994.
8. Knoll, G.F., *Radiation Detection and Measurement*, NY.: John Wiley and Sons, 2000.
9. Yamamoto, H., Hatakeyama, S., Norimura, T., Tsuchiya, T., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 1989, vol. 281 (1), p. 128. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)91223-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)91223-0)
10. Batten, J.R., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 1989, vol. 277 (2), p. 478. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)90778-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)90778-X)
11. Yamamoto, H., Hatakeyama, S., Norimura, T., Tsuchiya, T., Katase, A., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B*, 1991, vol. 53 (2), p. 178. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(91\)95654-V](https://doi.org/10.1016/0168-583X(91)95654-V)
12. Yamamoto, H., Norimura, T., Katase, A., *Appl. Radiat. Isot.*, 1994, vol. 45 (3), p. 317. [https://doi.org/10.1016/0969-8043\(94\)90045-0](https://doi.org/10.1016/0969-8043(94)90045-0)
13. Hordequin, C., Brambilla, A., Bergonzo, P., Foulon, F., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 2001, vol. 456 (3), p. 284. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00575-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00575-1)
14. Celiktas, C., *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 2012, vol. 292, p. 1317. <https://doi.org/10.1007/s10967-012-1637-x>
15. Dryak, P., Kovar, P., *Appl. Radiat. Isot.*, 2014, vol. 87, p. 325. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2013.11.021>
16. Tchouaso, M.T., Kasiwattanawut, H., Prelas, M.A., *Appl. Radiat. Isot.*, 2018, vol. 139, p. 66. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.04.028>

## ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

### АЛЬФА-ДЕТЕКТОР ТИПА СПИНТАРИСКОП НА ОСНОВЕ МНОГОПИКСЕЛЬНОГО СЧЕТЧИКА ФОТОНОВ

© 2022 г. Elif Ebru Ermis<sup>a,\*</sup>, Cuneyt Celiktaş<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Izmir Tinaztepe University, Vocational School of Health Services, Medical Imaging Techniques Department, 35400, Buca, Izmir, TURKEY

<sup>b</sup> Ege University, Faculty of Science, Physics Department, 35100, Bornova, Izmir, TURKEY

\*e-mail: elermis@hotmail.com

Поступила в редакцию 03.03.2022 г.

После доработки 20.03.2022 г.

Принята к публикации 29.03.2022 г.

Описан детектор  $\alpha$ -частиц, созданный на основе многопиксельного счетчика фотонов (MPPC – Multi-Pixel Photon Counter) с использованием пластины с ZnS(Ag), называемой “спинтарископом”, размещенной перед окном MPPC. Для устранения значительной роли шумов в  $\alpha$ -спектре  $^{226}\text{Ra}$ , полученном с помощью MPPC, был применен метод временной привязки с постоянным порогом. Полученные результаты показали, что использованный метод оказался весьма успешным для получения выделяющегося над шумом  $\alpha$ -спектра и улучшения энергетического разрешения  $\alpha$ -пика. На основании этого был сделан вывод, что MPPC со спинтарископом можно использовать в качестве  $\alpha$ -детектора, что позволяет улучшить разрешение  $\alpha$ -пика.

DOI: 10.31857/S0032816222050044

#### ВВЕДЕНИЕ

Многопиксельный счетчик фотонов (MPPC – Multi-Pixel Photon Counter) – это вариант полупроводникового прибора, называемого SiPM (кремниевый фотоумножитель). Это новый тип счетчика фотонов. Он обладает высокой эффективностью регистрации фотонов и может использоваться в различных приложениях для обнаружения слабого светового сигнала на уровне счета отдельных фотонов. MPPC может заменить обычные детекторы, используемые до настоящего времени для регистрации фотонов [1].

MPPC способен регистрировать отдельные сцинтилляции, производимые  $\alpha$ -частицами при

бомбардировке слоя ZnS(Ag) [2]. Первым прибором, способным регистрировать отдельные частицы, был спинтарископ, изобретенный Уильямом Круксом в 1903 году. Было обнаружено, что свечение экрана из сульфида цинка при воздействии  $\alpha$ -частиц состоит из ряда отдельных мерцающих световых точек, яркость которых достаточна для наблюдения человеческим глазом [3].

Временные методы измерения могут быть использованы для разделения частиц различных типов на основе различных временных характеристик их импульсов [4]. Один из наиболее эффективных методов – это метод временной привязки с постоянным порогом. В этом методе входящий



Рис. 1. Фотография использованного модуля MPPC с источником излучений.



Рис. 2. Фотография пластины спинтарископа.

импульс сначала разделяется на две части, причем одна часть задерживается на время, равное длительности роста импульса от порога до амплитудного значения, а другая часть инвертируется и ослабляется определенным образом. Затем они суммируются для получения биполярного импульса [5].

Исторический обзор спинтарископа и регистрации сцинтилляций был сделан Kolar and Hollander [6]. Gazzola et al. в [7] исследовали дискриминацию  $\alpha$ -частиц путем анализа сцинтилляционного света, собранного SiPM. Оценка характеристик  $\alpha$ -детек-

тирования четырех различных сцинтилляторов с использованием ФЭУ и SiPM была проведена Morishita et al. [8], которые предложили для одновременного обнаружения  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения использовать детектор типа фосвич, включающий SiPM [9]. Авторы работы [8] разработали  $\alpha$ -,  $\beta$ -спектрометр на основе органических сцинтилляторов для измерения радона [10].

В данном исследовании  $\alpha$ -спектр радиоизотопа  $^{226}\text{Ra}$  был получен с помощью пластины спинтарископа и MPPC. Поскольку в сигналах от MPPC значительную роль играют шумы, был предложен спектрометр с методом временной привязки с постоянным порогом, чтобы отличать шумовые сигналы от исходных  $\alpha$ -сигналов, что позволяет получить более четкий  $\alpha$ -спектр и улучшить разрешение.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В экспериментах использовался стандартный модуль MPPC (C10507-11-100U) фирмы Hamamatsu, содержащий полупроводниковый сенсор SiPM. Модуль имел аналоговый и цифровой выходы, напряжение подавалось через порт USB компьютера. Фотография использованного модуля показана на рис. 1.

Для регистрации  $\alpha$ -частиц использовалась пластина спинтарископа толщиной 0,25 мм, состоящая из слоя активированного серебром сульфида цинка ( $\text{ZnS}(\text{Ag})$ ), нанесенного на прозрачную подложку. Фотография спинтарископа

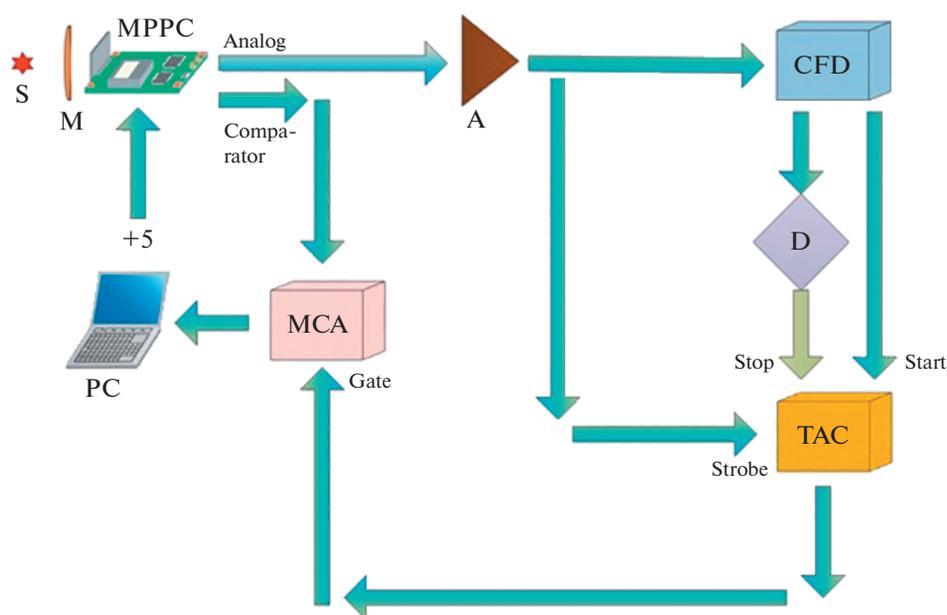


Рис. 3. Схема спектрометра. S – источник; M –  $\text{ZnS}(\text{Ag})$ -пластина спинтарископа; A – основной усилитель ORTEC 671; CFD – дискриминатор с постоянным порогом ORTEC 584; D – блок задержки ORTEC 425A; TAC – времяамплитудный конвертер ORTEC 566; MCA – многоканальный анализатор ORTEC Easy MCA 2k.

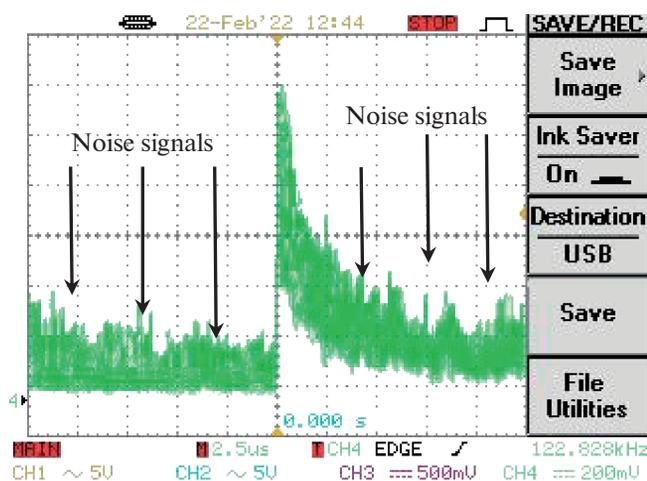


Рис. 4. Аналоговый сигнал с выхода МРРС.

приведена на рис. 2. Облучение проводилось твердым источником  $^{226}\text{Ra}$  с активностью 9 мКи. Число регистрируемых  $\alpha$ -частиц определяется расстоянием между источником и пластиной: чем меньше расстояние, тем больше  $\alpha$ -частиц попадает в спинтарископ.

Пластина размещалась между источником и окном МРРС. Максимум длины волны излучения спинтарископа составлял 450 нм. Излучение с такой длиной волны надежно регистрируется SiPM-сенсором, так как его чувствительность простирается на область 320–900 нм [11].

Для подавления электронного шума, создаваемого внешним светом, вся система помещалась в оптически герметичный корпус. Для подавления теплового шума вся система помещалась в холодильник. Во всех экспериментах время набора статистики было равно 300 с. Схема экспериментальной установки для регистрации  $\alpha$ -частиц и получения чистых  $\alpha$ -спектров приведена на рис. 3.

В представленной на рис. 3 схеме модуль МРРС имеет два выхода: один – аналоговый “Analog”, другой – цифровой “Comparator”, отмеченные на рис. 1. Сигнал с аналогового выхода подается на основной усилитель. Усиленный сигнал показан на рис. 4, где можно видеть заметный вклад шумов.

Устранение этого негативного шумового эффекта было очень важно для получения более четкого  $\alpha$ -спектра. По этой причине был использован метод временной привязки с постоянным порогом, который достаточно эффективен для отделения шумовой составляющей. В связи с этим сигнал с выхода усилителя направлялся на блок CFD для процесса синхронизации. Блок CFD генерирует два выходных сигнала синхронизации с одинаковыми характеристиками. Один умножается на определенный коэффициент  $f$  для соответ-

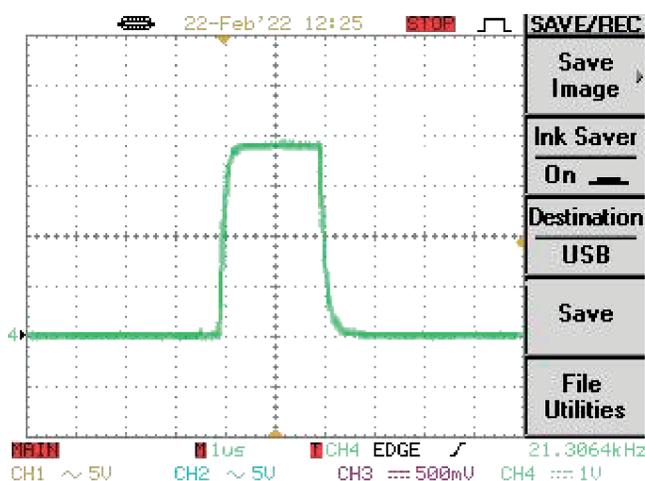


Рис. 5. Форма выходного сигнала блока ТАС.

ствия необходимой временной доле амплитуды. Другой сигнал инвертируется и задерживается на время, превышающее время нарастания импульса (время между 10% и 90% от амплитуды сигнала). Затем задержанные и инвертированные сигналы суммируются для формирования окончательного выходного сигнала. Подробное объяснение метода можно найти в [12]. Временные выходы CFD были подключены к входам “Start” и “Stop” время-амплитудного конвертера (ТАС), который формирует сигнал синхронизации, пропорциональный временному интервалу между его входами “Start” и “Stop”. Блок задержки задавал время задержки, равное 16 нс. Форма выходного сигнала ТАС представлена на рис. 5.

Выходной сигнал ТАС управлял воротами МСА. Цифровой выход МРРС (“Comparator”) был напрямую подключен к прямому входу МСА. На рис. 6 хорошо видны шумовые сигналы с вы-

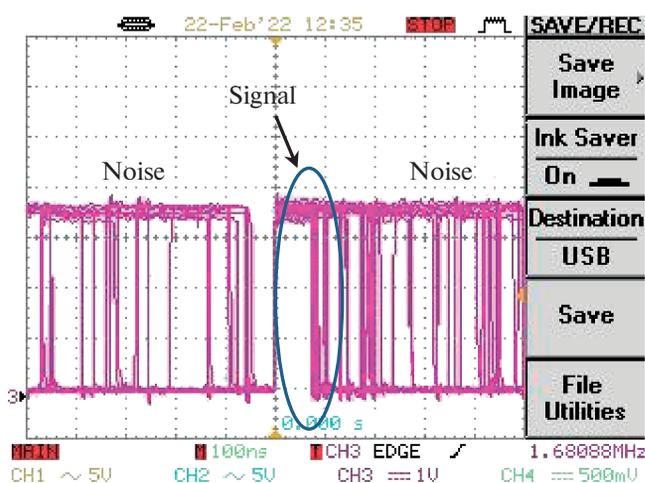


Рис. 6. Форма цифровых сигналов на выходе МРРС.

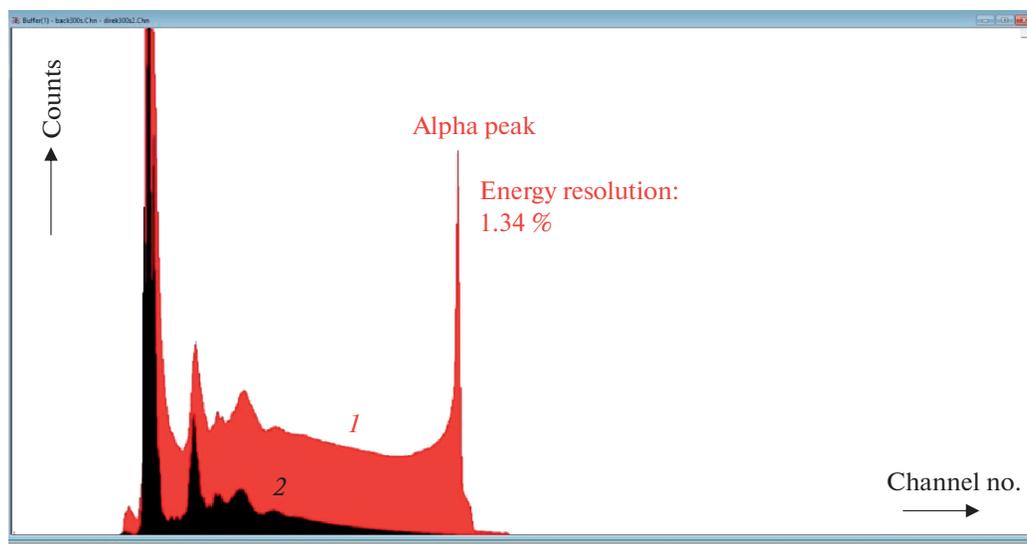


Рис. 7. Сравнение спектров от МРПС: 1 – спектр  $^{226}\text{Ra}$  (красный); 2 – спектр фона без источника  $^{226}\text{Ra}$  (черный).

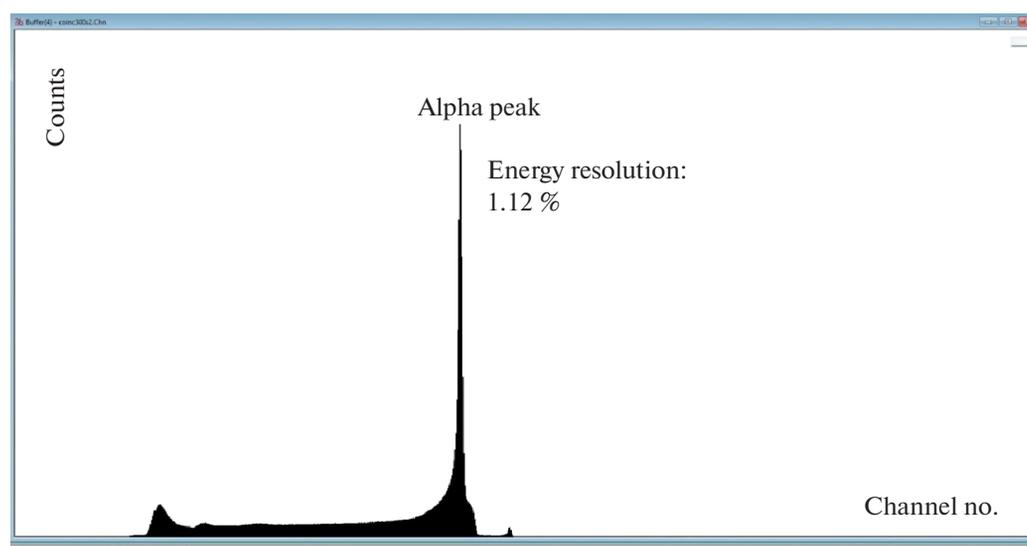


Рис. 8. Окончательный спектр, полученный с предложенным спектрометром.

хода “Comparator”, показанные на экране цифрового осциллографа. Таким образом, анализатор МСА накапливал только сигналы от  $\alpha$ -частиц, инициированные временными, что позволяло записывать в компьютер  $\alpha$ -спектр с подавленным шумом.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Сравнение энергетических спектров с источником  $^{226}\text{Ra}$  и без него приведено на рис. 7. На фотографии с экрана МСА отчетливо виден  $\alpha$ -пик.

Совместная запись с двух входов анализатора МСА позволила получить очищенный от шумов

энергетический  $\alpha$ -спектр радиоизотопа  $^{226}\text{Ra}$ , показанный на рис. 8. Спектр на рис. 8 более четкий, устранены многие шумовые сигналы, а энергетическое разрешение  $\alpha$ -пика было улучшено с 1.34% до 1.12%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан альтернативный экспериментальный метод для регистрации  $\alpha$ -частиц с использованием МРПС и пластины из слоя  $\text{ZnS}(\text{Ag})$ , нанесенного на прозрачную подложку (спинтарископ). Полученные результаты показали, что посредством метода временной привязки с по-

стоянным порогом можно получить более четкий  $\alpha$ -спектр, в котором в основном подавлены электронные шумы. Кроме того, на основании полученных результатов можно предположить, что предлагаемый спектрометр можно будет использовать для получения чистых спектров  $\alpha$ -излучения с подавленными шумами электронной системы и для других источников  $\beta$ -излучения.

Также полагается, что не только электронный шум, но и другие негативные эффекты, препятствующие накоплению чистого  $\alpha$ -спектра, такие как фон, рассеяние, обратное рассеяние, окружающий свет и температура, а также старение, могут быть выделены с помощью предложенного в данной работе спектрометра.

По результатам работы можно сделать вывод, что предложенный спектрометр, состоящий из пластины спинтарископа и МРРС, за счет временного метода измерения достаточно эффективен для получения более четкого  $\alpha$ -спектра, существенно избавленного от шумов и других негативных эффектов, даже для любого  $\alpha$ -излучателя.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана the Scientific and Technological Research Council of TURKEY, проект № 121F012.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://www.hamamatsu.com/us/en/product/optical-sensors/mppc.html>. Accessed March 03, 2022.
2. L'Annunziata, M.F., *Handbook of Radioactivity Analysis*, Academic Press, 2020.
3. <https://www.iaea.org/sites/default/files/publications/magazines/bulletin/bull23-4/23405043136.pdf>. Accessed March 03, 2022.
4. Tsoufanidis, N., *Measurement and Detection of Radiation*, CRC Press, 2015.
5. Leo, R.W., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1994.
6. Kolar, Z.I., Hollander, W., *Applied Radiat. Isot.*, 2004, vol. 61, p. 261, <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2004.03.056>
7. Gazzola, E., Lunardon, M., Collazuol, G., *AIP Conference Proceedings*, 2019, vol. 2160, p. 050017, <https://doi.org/10.1063/1.5127709>
8. Morishita, Y., Yamamoto, S., Izaki, K., Kaneko, J.H., Toui, K., Tsubota, Y., Higuchi, M., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 2014, vol. 764, p. 383, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.07.046>
9. Morishita, Y., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 2022, vol. 1027, p. 166258, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.166258>
10. Morishita, Y., Yongjun, Y., Mata, L., Pozzi, S.A., Kerafott, K.J., *Radiat. Meas.*, 2020, vol. 137, p. 106428, <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2020.106428>
11. <https://www.electronicdatasheets.com/manufacturers/hamamatsu/parts/c1050711100u>. Accessed March 03, 2022.
12. Knoll, G.F., *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley and Sons, 2010.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОЗИТНЫХ  
СЦИНТИЛЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ ЛИТИЕВОГО СТЕКЛА© 2022 г. Е. С. Кузьмин<sup>а,\*</sup>, Г. Д. Бокучава<sup>б</sup>, И. Ю. Зимин<sup>а</sup>,  
А. А. Круглов<sup>б</sup>, Н. А. Кучинский<sup>а</sup><sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6<sup>б</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

\*e-mail: e\_kuzmin@jinr.ru, e\_kuzmin@mail.ru

Поступила в редакцию 03.03.2022 г.

После доработки 17.03.2022 г.

Принята к публикации 20.03.2022 г.

Разработаны и изготовлены образцы композитных сцинтилляторов, состоящих из фрагментов литиевого стекла NE 912, расположенных в органической матрице. Образцы изготавливались размерами  $\varnothing 40 \times 2$  мм с концентрацией литиевого стекла 25, 30 и 35%. В качестве нейтральной матрицы использовались эпоксидная и акриловая смолы, а также силиконовый компаунд. Испытания образцов проводились в составе сцинтилляционного детектора на пучке тепловых нейтронов и с источником  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$ . Определялись эффективность регистрации тепловых нейтронов и  $\gamma$ -чувствительность в сравнении с гомогенным стеклянным сцинтиллятором. Полученные результаты подтвердили возможность снижения на два порядка чувствительности детектора к  $\gamma$ -квантам за счет незначительного (50%) снижения эффективности регистрации нейтронов.

DOI: 10.31857/S0032816222040231

## ВВЕДЕНИЕ

Литиевые стеклянные сцинтилляторы имеют ряд привлекательных свойств: высокий световой выход ( $\sim 7000$  фотонов/нейтрон), хорошее макроскопическое сечение для тепловых нейтронов ( $15 \text{ см}^{-1}$ ) и короткое время высвечивания (70 нс), что позволяет создать стабильный и эффективный к нейтронам сцинтилляционный счетчик с высокой скоростью счета. Основным недостатком счетчика нейтронов с гомогенным стеклянным сцинтиллятором — это его высокая чувствительность к  $\gamma$ -квантам.

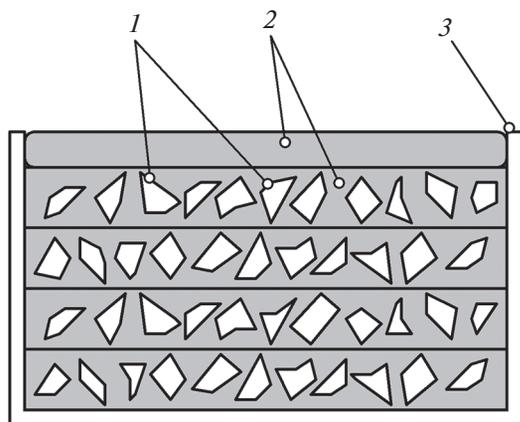
В таком счетчике, как и в большинстве современных нейтронных детекторов, амплитудные распределения от нейтронов и  $\gamma$ -квантов перекрывают друг друга. Увеличение порога регистрации позволяет незначительно снизить чувствительность к  $\gamma$ -квантам лишь ценой уменьшения эффективности регистрации нейтронов. Известный метод дискриминации  $\gamma$ -квантов по форме импульса имеет существенный недостаток — обработка сигналов приводит к значительному увеличению «мертвого» времени и ограничивает грузочную способность детектора.

Известный метод, используемый для снижения чувствительности стеклянного сцинтиллято-

ра к  $\gamma$ -квантам, основан на применении композитов, составленных из фрагментов литиевого стекла, размещенных в нейтральной матрице из органического полимера. Такой метод разрабатывался в ряде работ для создания детекторов быстрых нейтронов [1–3]. В данной работе исследуются характеристики композитных сцинтилляторов при регистрации тепловых нейтронов.

Нейтроны, падающие на композитный сцинтиллятор, испытывают взаимодействия преимущественно посредством двух механизмов: рассеяния на ядрах в поддерживающей полимерной матрице и захвата на ядрах  $^6\text{Li}$  во встроенных зернах литиевого стекла. Основным каналом взаимодействия  $\gamma$ -квантов с композитом — образование комптоновских электронов. Если пробеги электронов значительно превышают размеры фрагментов литиевого стекла, то часть ионизационных потерь энергии электронов будет приходиться на полимерную матрицу, уменьшая таким образом амплитуду сигнала от  $\gamma$ -квантов.

Для детектора, построенного на композитном сцинтилляторе, такие характеристики, как эффективность регистрации нейтронов и  $\gamma$ -чувствительность, зависят от размеров фрагментов стекла, концентрации фрагментов в композите и оп-



**Рис. 1.** Структура образца гетерогенного сцинтиллятора. 1 – фрагменты стеклянного сцинтиллятора; 2 – полимер; 3 – корпус кюветы.

тических характеристик материала нейтральной матрицы. Влияние размеров фрагментов и их концентрации на характеристики детектора было исследовано методом Монте-Карло в работе [4] для композитного сцинтиллятора толщиной 2 мм.

В настоящей работе представлены результаты испытаний на пучке тепловых нейтронов и с источником  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$  образцов композитного сцинтиллятора, изготовленных на основе трех различных полимеров.

### ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

В эксперименте использовались образцы гетерогенного сцинтиллятора, изготовленные с разными концентрациями фрагментов литиевого стекла в нейтральных матрицах. В качестве материалов для матриц были использованы следующие полимеры:

- эпоксидная смола Crystal Resin Pebeo Gedeo, Pebeo Industries (<http://www.pebeo.com>),
- силиконовый компаунд Elastosil RT 604, Wacker Chemie AG (<http://www.wacker.com>),
- акриловая смола Clear High Adien, Adien (<http://www.adien.ru>).

Размеры всех образцов соответствовали размерам гомогенного стеклянного сцинтиллятора, использованного для сравнения, и составляли  $\text{Ø}40 \times 2$  мм. В процессе изготовления образца стеклянный сцинтиллятор дробился на фрагменты с линейными размерами, не превышающими 0.5 мм. Затем полученный порошок сортировался на ситах с квадратными ячейками. Выделялась фракция фрагментов с размерами  $d \geq 0.35$  мм. Для композита с размерами фрагментов в диапазоне  $0.35 \leq d \leq 0.5$  мм эффективность регистрации тепловых нейтронов достигает максимума [4]. При создании образцов гетерогенного сцинтиллятора

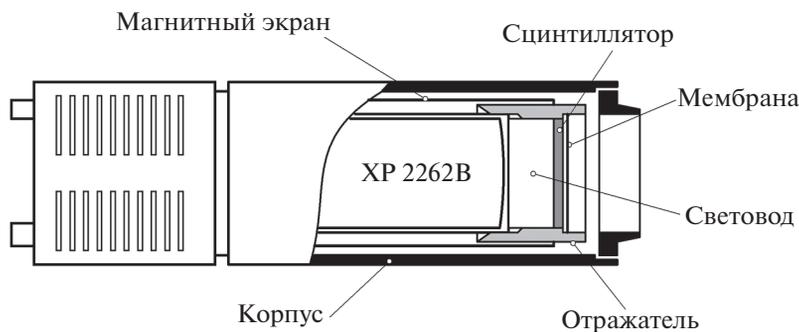
использовались тонкостенные пластиковые кюветы, изготовленные на 3D-принтере. Структура образца гетерогенного сцинтиллятора показана на рис. 1.

Материалом для кюветы служил пластик белого цвета типа PLA, ООО РЭК (<http://www.rec3d.ru>). Кювета представляла собой цилиндрическую чашку  $\text{Ø}40 \times 2.5$  мм с толщиной стенок 0.5 мм. Чтобы добиться равномерного распределения фрагментов сцинтиллятора по объему кюветы, применялся способ послойной заливки. Образец разделялся по высоте на 4 слоя высотой 0.5 мм каждый. Для каждого слоя рассчитывался вес фрагментов стекла и объем полимерного связующего. При формировании слоя фрагменты стекла распределялись по площади кюветы, и слой выравнивался на вибрационном столе. Далее в кювету заливался один из полимерных наполнителей. После отверждения слоя процесс повторялся. По мере готовности последнего четвертого слоя сверху заливался слой чистого полимера для создания гладкой поверхности, пригодной для обеспечения оптического контакта. В дальнейшем изделие оставалось неразъемным при всех измерениях. Всего было изготовлено 9 образцов, для каждого типа связующего были изготовлены образцы с концентрациями фрагментов стеклянного сцинтиллятора  $25 \pm 1.5\%$ ,  $30 \pm 1.8\%$  и  $35 \pm 2.1\%$ . Насыпная плотность порошка отсортированной фракции фрагментов сцинтиллятора такова, что увеличение концентрации стекла выше 35% невозможно.

### КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА

Схема детектора, использованного в измерениях, показана на рис. 2. Образцы композита, а также гомогенный сцинтиллятор были изготовлены из сцинтилляционного стекла NE 912 (Nuclear Enterprises). Для регистрации сцинтилляций использован фотоумножитель XP 2262B (Photomnis) с делителем напряжения S563/L (Philips).

При изготовлении композитов, содержащих фрагменты стеклянного сцинтиллятора, неизбежным было наличие неоднородности оптических характеристик по площади образца. При непосредственном размещении сцинтиллятора на входном окне фотоумножителя могла возникнуть нежелательная зависимость анодного сигнала от положения образца на входном окне ФЭУ. Такая зависимость может существенно исказить результаты измерений при монтаже различных образцов на детектор. Чтобы исключить такую возможность, образцы гетерогенного и стеклянного сцинтилляторов сочленялись со входным окном фотоумножителя через перемешивающий световод из оргстекла  $\text{Ø}40$  и длиной 25 мм.



**Рис. 2.** Схема детектора, использованного в измерениях. Отражатель изготовлен из фторопласта, световод — из оргстекла, корпус детектора — стальной, магнитный экран — из мю-металла, мембрана — из алюминия.

Для создания оптических контактов на поверхностях раздела использовалась оптическая смазка ВС-630 (Vicron). Детектор был изготовлен в двух экземплярах. Второй экземпляр детектора, с монолитным сцинтиллятором, использовался в качестве монитора нейтронного пучка.

**ЭКСПЕРИМЕНТ**

Испытания сцинтилляторов проводились на пучке тепловых нейтронов канала № 13 реактора ИБР-2 [5]. Постановка эксперимента соответствовала схеме, описанной в работе [6]. Пучок тепловых нейтронов рассеивался на мишени Ø20 мм из реакторного графита, расположенной на расстоянии 500 мм от оконечности нейтронотода. Основной детектор и мониторный счетчик располагались вплотную друг к другу и на расстоянии 1580 мм от мишени под углом 42° к оси пучка нейтронов. Счетчики размещались в зоне, затененной бетонной защитой от нейтронотода, и дополнительно были защищены слоями свинца и борированного полиэтилена. При измерении  $\gamma$ -чувствительности источник  $^{60}\text{Co}$  располагался на оси детектора на расстоянии 16 мм от поверхности образца. Сигналы с анодных выходов детектора и монитора подключались на вход дигитайзера CAEN DT5751. Высоковольтное питание обеспечивалось блоком NDT 1470 CAEN.

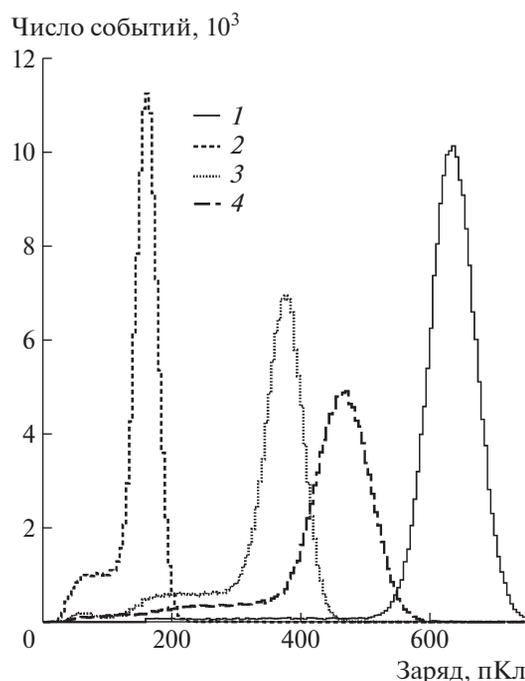
**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ**

*Эффективность регистрации нейтронов*

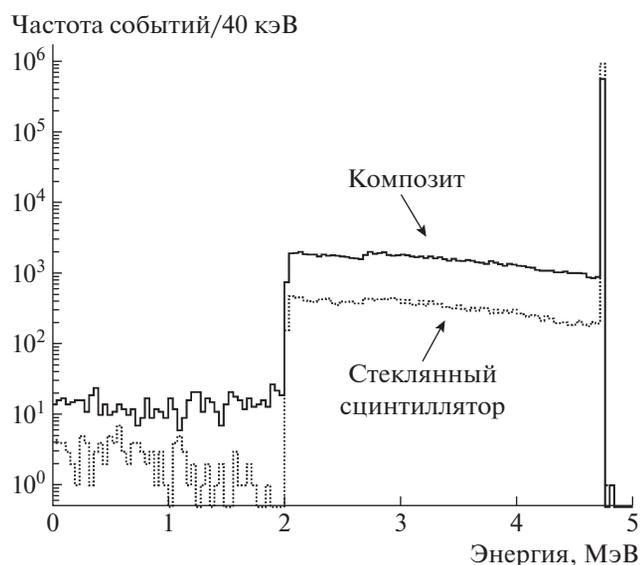
На рис. 3 представлены зарядовые спектры сигналов, полученные на пучке тепловых нейтронов для композитов с различными нейтральными связующими и гомогенного стекла. При расчете заряда сигнала осуществлялось интегрирование в окне, которое начиналось за 30 нс от триггера и имело длительность 450 нс. Отсеивались импульсы, базовая линия которых содержала шумы. Сигналы, ширина которых на полувысоте была менее 20 нс, в обработке также не участвовали. По

результатам интегрирования были построены зарядовые спектры для тепловых нейтронов.

Форма спектров соответствует модели, построенной в работе [4]. Каждый спектр состоит из пика, хорошо описываемого нормальным распределением, и полочки в низкоэнергетической области. Область спектра, описываемая нормальным распределением, соответствует ситуации, когда короткопробежные продукты распада полностью укладываются в объеме фрагмента стеклянного сцинтиллятора. Полочка в низкоэнерге-



**Рис. 3.** Спектры сигналов, зарегистрированных на пучке тепловых нейтронов от образцов гетерогенных сцинтилляторов с концентрацией фрагментов стекла 30%: 1 — гомогенный стеклянный сцинтиллятор; 2 — образец на основе акриловой смолы; 3 — образец на основе эпоксидной смолы; 4 — образец на основе силиконового компаунда.



**Рис. 4.** Функция передачи энергии сцинтиллятору. Рисунок заимствован из работы [4].

тической области описывает распределение переданной энергии во фрагментах сцинтиллятора в случае, когда одна из частиц пересекает границу стеклянного фрагмента.

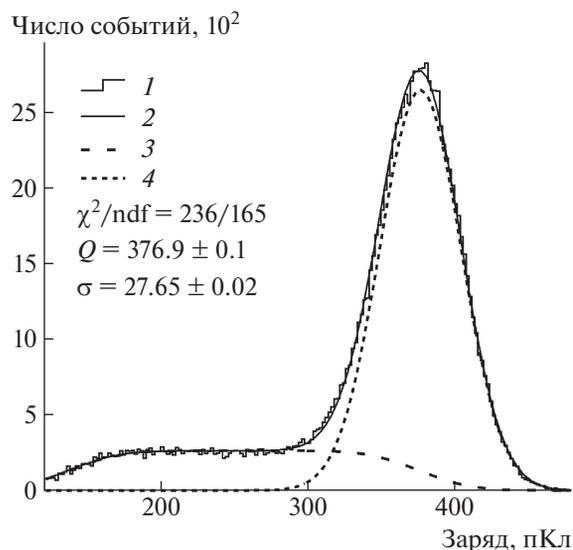
Для определения параметров зарегистрированных распределений проводилась их аппроксимация с помощью функции, представляющей собой свертку функции, описывающей передачу энергии сцинтиллятору [4] (рис. 4), и нормального распределения.

Результаты аппроксимации показаны на рис. 5. Можно видеть две составляющие спектра: нормальное распределение, соответствующее событиям полной передачи энергии сцинтиллятору, и компонента, образованная сигналами от частиц, пересекающих границы фрагментов сцинтиллятора.

В табл. 1 представлены средние значения, стандартные отклонения и разрешения для различных образцов с концентрацией стеклянных фрагментов 30%. Значения этих параметров соответствуют компоненте с нормальным распределением без учета полочки, соответствующей частичной передаче энергии.

**Таблица 1.** Характеристики спектров сигналов, полученных при облучении образцов тепловыми нейтронами, для образцов с концентрацией стеклянных фрагментов 30%

Образец	Среднее значение, пКл	Стандартное отклонение, пКл	Разрешение, %
Стеклоанный сцинтиллятор	635	40.4	15.0
Композит (силиконовый компаунд)	466	42.0	21.3
Композит (эпоксидная смола)	376	28.2	17.7
Композит (акриловая смола)	162	17.1	24.9



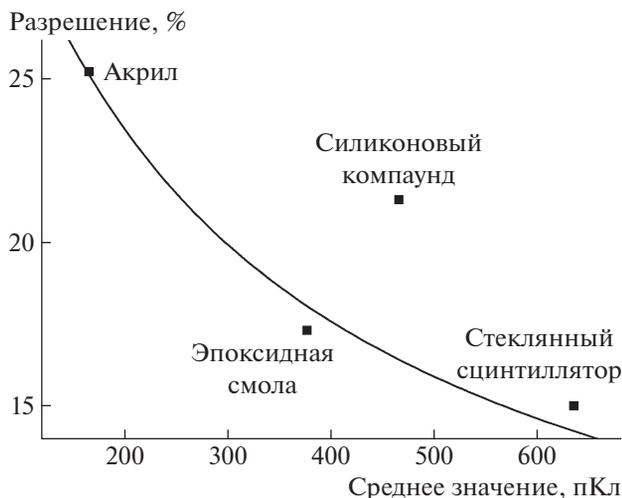
**Рис. 5.** Результат аппроксимации спектра тепловых нейтронов, полученного на образце с концентрацией стекла 30% и матрицей из эпоксидной смолы. 1 – данные измерений; 2 – результат аппроксимации; 3 – вклад событий от частиц, пересекающих границы фрагмента сцинтиллятора; 4 – вклад событий с полной передачей энергии сцинтиллятору.

Обращает на себя внимание аномальный характер спектра, зарегистрированного для образца с силиконовым компаундом в качестве нейтрального связующего. Образец демонстрирует высокую прозрачность, поскольку по величине среднего значения пика он близок стеклянному сцинтиллятору, но в то же время разрешение оказывается значительно хуже, чем можно было ожидать. На рис. 6 в координатах “среднее значение–разрешение” показаны точки, соответствующие отдельным образцам.

Точки на графике, соответствующие образцам из акриловой и эпоксидной смолы, а также гомогенного стекла, хорошо аппроксимируются зависимостью [7]

$$R = \frac{(\alpha + \beta Q)^{1/2}}{Q}, \quad (1)$$

при  $\alpha = -545$  и  $\beta = 13.7$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  – свободные параметры,  $R$  – разрешение,  $Q$  – среднее значение.



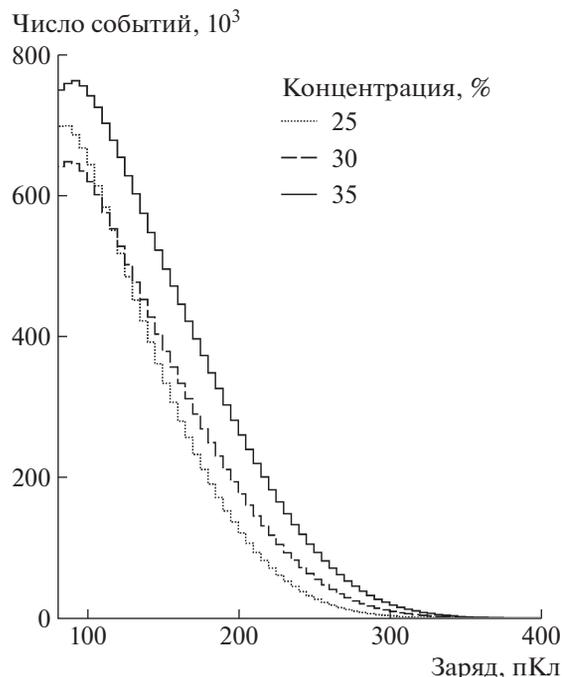
**Рис. 6.** Зависимость разрешения нейтронного пика от среднего значения. Отдельные точки соответствуют различным образцам. Сплошная линия — аппроксимация по формуле (1).

В то же время разрешение для образца, в котором в качестве связующего используется силиконовый компаунд, значительно превышает ожидаемое.

Такой аномальный характер спектра проявляется для всех образцов, изготовленных на основе силикона. Природа эффекта пока остается невыясненной.

При определении эффективности детектора к нейтронам порог регистрации устанавливался на уровне  $Th = Q - 2\sigma$ , где  $\sigma$  — стандартное отклонение нормального распределения, описывающего пик на спектре сигналов. Обработка данных, полученных с мониторингового счетчика, происходила аналогичным образом. Число событий, зарегистрированных выше порога регистрации в измерениях с образцами, корректировалось на показания монитора. Эффективность регистрации нейтронов рассчитывалась по отношению к образцу из монолитного стекла.

В табл. 2 приведены значения относительной эффективности регистрации нейтронов для образцов гетерогенного сцинтиллятора с различными



**Рис. 7.** Спектры событий, зарегистрированных от источника  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$  для образцов гетерогенных сцинтилляторов с различной концентрацией фрагментов стекла. Нейтральное связующее — эпоксидная смола.

ми уровнями концентрации фрагментов стекла и видами нейтральных связующих. Статистические погрешности приведенных величин не превышают 1.5%.

*Гамма-чувствительность*

На рис. 7 представлены спектры событий, зарегистрированных от  $\gamma$ -квантов изотопа  $^{60}\text{Co}$ . Приведены спектры для образцов, в которых концентрация фрагментов составляла 25, 30 и 35%, а в качестве нейтрального связующего использовалась эпоксидная смола.

При расчетах  $\gamma$ -чувствительности использовалось значение порога, выбранного для регистрации нейтронов. Гамма-чувствительность опреде-

**Таблица 2.** Эффективность регистрации нейтронов для различных образцов композита по отношению к стеклянному сцинтиллятору

Состав	Концентрация фрагментов стекла, %			
	25	30	35	100
Композит (силиконовый компаунд)	0.53	0.56	0.61	1.00
Композит (эпоксидная смола)	0.52	0.57	0.60	
Композит (акриловая смола)	0.46	0.56	0.63	
Гомогенное стекло				

**Таблица 3.** Значения  $\gamma$ -чувствительности для гомогенного стекла и образцов композита с различными нейтральными связующими и уровнями концентрации фрагментов стекла

Состав	Концентрация фрагментов стекла, %			
	25	30	35	100
Композит (силиконовый компаунд)	$1.3 \pm 0.11$	$2.6 \pm 0.1$	$4.9 \pm 0.1$	
Композит (эпоксидная смола)	$9.2 \pm 0.1$	$13.3 \pm 0.2$	$22.5 \pm 0.2$	
Композит (акриловая смола)	$0.53 \pm 0.05$	$6.0 \pm 0.1$	$13.1 \pm 0.2$	
Гомогенное стекло				$142.0 \pm 5$

лялась как число событий с выделением энергии выше порога регистрации, нормированное на 1 млн  $\gamma$ -квантов, пересекающих объем образца гетерогенного сцинтиллятора.

В табл. 3 приведены значения  $\gamma$ -чувствительности для образцов композита с различными нейтральными связующими и уровнями концентрации фрагментов стекла.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель проведенной работы – исследование образцов композитных сцинтилляторов, состоящих из фрагментов литиевого стекла NE 912, размещенных в нейтральной матрице. Описаны технология приготовления образцов и методика измерений эффективности к нейтронам и  $\gamma$ -чувствительности. Образцы изготавливались размером  $\varnothing 40 \times 2$  мм с концентрацией фрагментов литиевого стекла 25, 30 и 35%. Размеры фрагментов лежали в диапазоне  $0.35 \leq d \leq 0.5$  мм. В качестве нейтральной матрицы использовались эпоксидная и акриловая смолы, а также силиконовый компаунд. Испытания образцов проводились в составе сцинтилляционного детектора на пучке тепловых нейтронов и с источником  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$ . Определялись эффективность регистрации тепловых нейтронов и  $\gamma$ -чувствительность в сравнении с гомогенным стеклянным сцинтиллятором. Показано, что возможно снизить на два порядка чувствительность детектора к  $\gamma$ -квантам за счет

незначительного (50%) снижения эффективности регистрации нейтронов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ianakiev K.D., Hehlen M.P., Swinhoe M.T., Favalli A., Iliev M.L., Lin T.C., Bennett B.L., Barker M.T.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A. 2015. V. 784. P. 189. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.073>
2. *Mayer M., Nattress J., Trivelpiece C., Jovanovic I.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A. 2015. V. 784. P. 168. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.09.023>
3. *Rich G.C., Kazak K., Martinez H.P., Gushue T.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A. 2015. V. 794. P. 15. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.05.004>
4. *Кузьмин Е.С., Зимин И.Ю.* // ПТЭ. 2021. № 5. С. 22. <https://doi.org/10.31857/S0032816221050220>
5. *Бокучава Г.Д., Круглов А.А., Папушкин И.В., Журавлев В.В., Петухова Т.Б., Мурашкевич С.М., Трунтова Л.А., Зернин Н.Д.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2022. № 5. С. 1. <https://doi.org/10.31857/S1028096022050077>
6. *Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А., Малышев В.Л.* // ПТЭ. 2021. № 2. С. 25. <https://doi.org/10.31857/S0032816221010316>
7. *Knoll G.F.* Radiation Detection and Measurement. Third Edition. John Wiley & Sons, 1999.

## БЛОК ЗАПУСКА УПРАВЛЯЕМОГО РАЗРЯДНИКА

© 2022 г. А. А. Козлов<sup>а,\*</sup>, А. В. Козлов<sup>а</sup>, А. В. Шурупов<sup>а</sup>, А. Н. Гусев<sup>а</sup><sup>а</sup> Объединенный институт высоких температур РАН  
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

\*e-mail: kozlov\_a.a@fites.ru

Поступила в редакцию 02.02.2022 г.

После доработки 11.02.2022 г.

Принята к публикации 19.02.2022 г.

Описан блок запуска управляемого разрядника типа РВУ-43. Для запуска используется оптический импульс с генератора синхроимпульсов, поступающий через пластиковый световод на фотоприемник блока запуска. Амплитуда импульса напряжения запуска (при отсутствии пробоя управляемого разрядника) не менее 7 кВ. Амплитуда импульса тока запуска (после пробоя управляемого разрядника) не более 5 кА. Фронт импульсов напряжения запуска не более 0.1 мкс. Задержка от входного синхроимпульса до появления напряжения на выходе блока запуска не более 0.5 мкс. Блок запуска не требует дополнительного электрического питания. Питание осуществляется от емкостного накопителя через высокоомный резистор. Максимальный ток потребления не превышает 1 мА. Рабочее напряжение емкостного накопителя от 1 до 50 кВ.

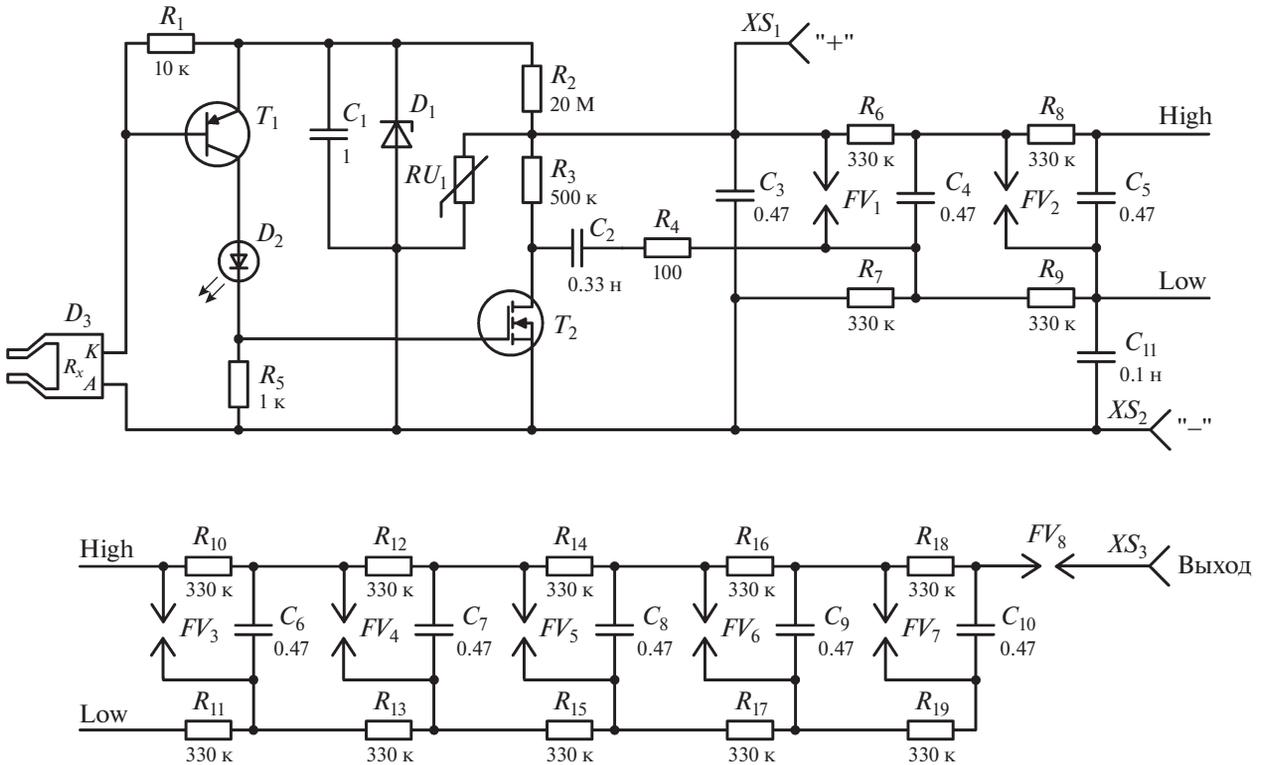
DOI: 10.31857/S0032816222040139

Разработанный блок предназначен для запуска управляемых разрядников типа РВУ-43, используемых для коммутации секций емкостных накопителей на ускоритель макротел рельсового типа [1]. Блок запуска отличается от традиционных устройств такого типа тем, что для него не требуется внешнее электрическое питание. Питание осуществляется от емкостного накопителя через высокоомный резистор.

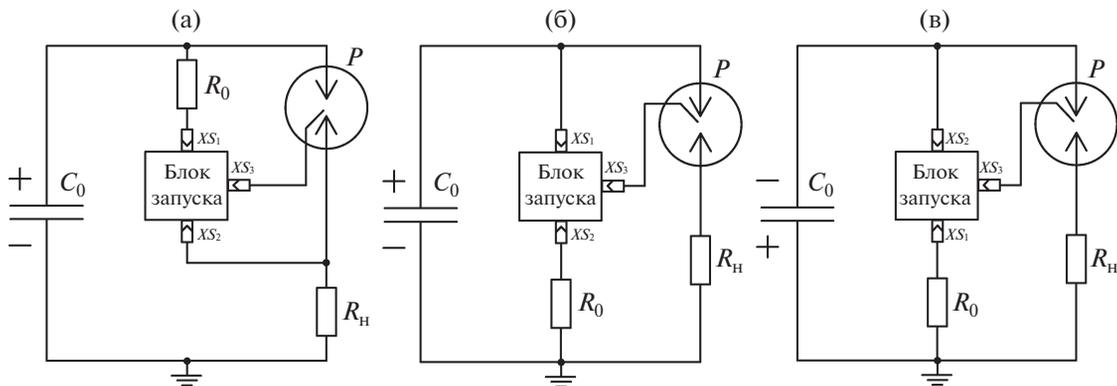
Блок запуска разработан на основе схемы генератора импульсных напряжений Аркадьева–Маркса. На рис. 1 представлена принципиальная электрическая схема блока. Принцип работы заключается в следующем. Группа конденсаторов  $C_3–C_{10}$ , соединенных параллельно, заряжается через резисторы  $R_6–R_{19}$  до напряжения срабатывания позистора  $RU_1$  ( $U_0 = 1200$  В), а разряжается последовательно через разрядники  $FV_1–FV_7$ . Последние представляют собой обычные защитные газонаполненные разрядники А71-Н14Х фирмы EPCOS, рассчитанные на напряжение срабатывания 1400 В. Чтобы развязать цепь заряда от нагрузки и зарядить конденсаторы  $C_3–C_{10}$  при низкоомной нагрузке разрядного промежутка управляемого разрядника, применяется выходной разрядник  $FV_8$  (А71-Н25Х фирмы EPCOS) на напряжение срабатывания 2500 В. Заряд конденсаторов  $C_3–C_{10}$  происходит одновременно с зарядом основного емкостного накопителя через высокоомный резистор в зависимости от выбранной схемы

подключения (рис. 2). Максимальное время заряда конденсаторов  $C_3–C_{10}$  составляет  $\leq 20$  с при максимальном зарядном токе 1 мА.

Одновременно с зарядом конденсаторов  $C_3–C_{10}$  заряжаются конденсатор  $C_1$  входного преобразователя оптических импульсов синхронизации и конденсатор  $C_2$  генератора запуска. Напряжение на конденсаторе  $C_1$  ограничивается на уровне 15 В с помощью стабилитрона  $D_1$ . Конденсатор  $C_2$  заряжается до 1200 В. Оптический импульс запуска от генератора синхроимпульсов [2] поступает на оптический вход фотодиода  $D_3$  через пластиковый световод диаметром 2 мм. Оптический сигнал с фотодиода  $D_3$  преобразуется с помощью усилителя на транзисторе  $T_1$  в импульс напряжения, который поступает на запуск транзистора  $T_2$ . Светодиод  $D_2$  служит для индикации прохождения синхроимпульса. Транзистор  $T_2$  включается, и отрицательное напряжение с конденсатора  $C_2$  через ограничивающий резистор  $R_4$  подается на разрядник  $FV_1$ . Таким образом, на разряднике  $FV_1$  появляется почти удвоенное напряжение питания (2400 В). Разрядник  $FV_1$  срабатывает и запускает последовательное срабатывание разрядников  $FV_2–FV_8$ . На выходе блока запуска появляется напряжение амплитудой  $\geq 7$  кВ. Конденсатор  $C_{11}$ , блокируя прямое прохождение импульса запуска через паразитную емкость на разрядник  $FV_2$ , повышает надежность срабатывания остальных разрядников.



**Рис. 1.** Принципиальная электрическая схема блока запуска.  $T_1$  – КТ973А,  $T_2$  – STP3N150;  $D_1$  – 1N4702,  $D_2$  – КИПД89П60/30,  $D_3$  – SPH250V;  $RU_1$  – CH2-1A;  $FV_1$ – $FV_7$  – А71-Н14Х,  $FV_8$  – А71-Н25Х.



**Рис. 2.** Варианты подключения блока запуска к управляемому разряднику  $P$  при разных полярностях емкостного накопителя.

Разрядник типа РВУ представляет собой биполярный коммутационный вакуумный прибор. Его включение осуществляется подачей пускового импульса напряжения на управляющий электрод с последующей генерацией инициирующего искрового разряда между одним из силовых и управляющим электродами. Плазма искрового промежутка между силовыми электродами, разряд переходит из искровой стадии в дуговую, и разрядник включается. Основные варианты под-

ключения блока запуска к разряднику типа РВУ представлены на рис. 2.

При положительном напряжении на емкостном накопителе  $C_0$  предпочтительнее подключение блока запуска к разряднику  $P$ , показанное на рис. 2а. При таком варианте на управляющий электрод разрядника подается полное напряжение с генератора импульсного напряжения блока запуска. Необходимо только отметить, что при таком подключении блока запуска сопротивление

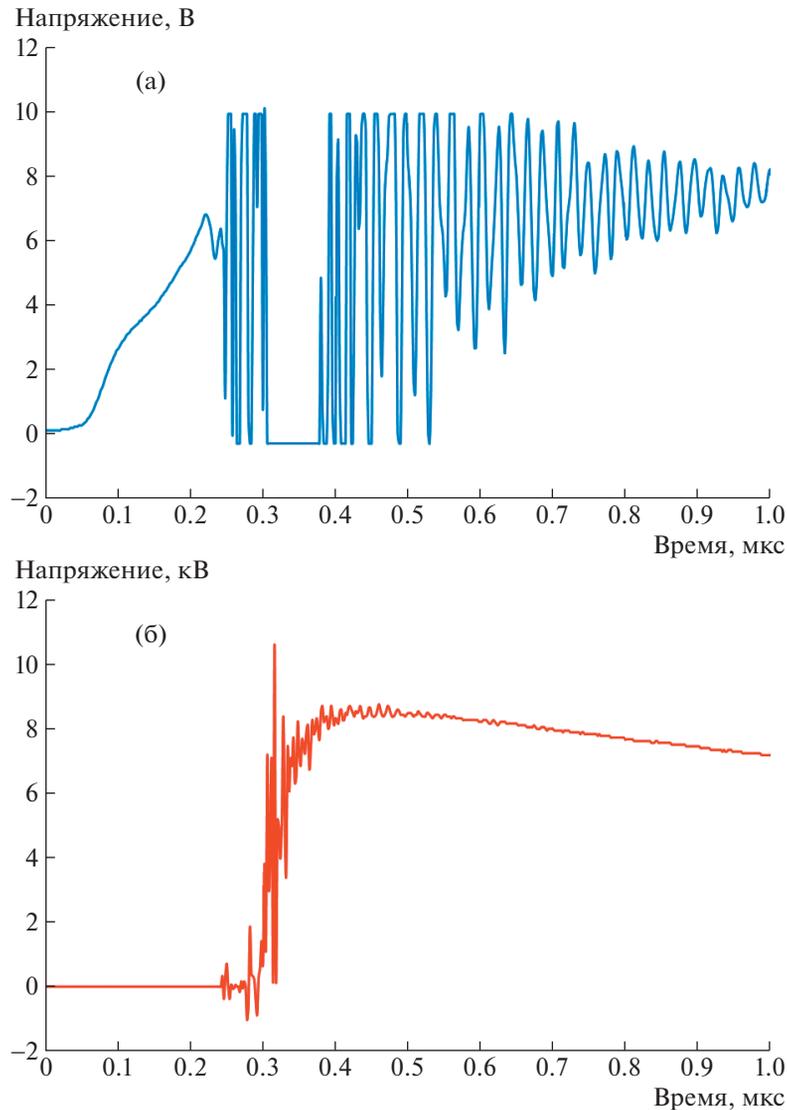


Рис. 3. Осциллограммы напряжения: а – на выходе преобразователя оптических синхроимпульсов; б – на выходе блока запуска.

ние нагрузки  $R_n$  должно быть значительно меньше сопротивления внешнего высокоомного резистора  $R_0$ . Также нужно подчеркнуть, что на нагрузке при заряде емкостного накопителя появится напряжение, величина которого определяется соотношением сопротивлений  $R_0$  и  $R_n$ .

При высоком сопротивлении нагрузки и положительном напряжении емкостного накопителя блок запуска необходимо подключать к разряднику, согласно схеме на рис. 2б. При таком подключении на управляющий электрод разрядника подается неполное напряжение с генератора импульсного напряжения блока запуска. Но даже уменьшенное напряжение с блока запуска в этом варианте будет значительно больше необходимого для устойчивого запуска разрядника типа РВУ.

При отрицательном напряжении на емкостном накопителе подключение блока запуска к разряднику осуществляется, как показано на рис. 2в. При таком варианте подключения разрядник может работать практически на любую нагрузку.

Значение сопротивления  $R_0$  в цепи питания блока запуска выбирается, исходя из максимального рабочего напряжения емкостного накопителя и максимального тока потребления 1 мА. Так, при работе на ускоритель макротел диапазон рабочих напряжений секций емкостного накопителя составлял от 1 до 5 кВ. Сопротивление внешнего резистора в цепи питания блока запуска при этом составляло 3.6 МОм, максимальная рассеиваемая мощность не превышала 4 Вт.

На рис. 3 приведены осциллограммы напряжения на выходе преобразователя оптических синхроимпульсов (рис. 3а) и напряжения на выходе блока запуска (рис. 3б) с подключенным нагрузочным сопротивлением 50 Ом.

Блок запуска прошел успешную апробацию при проведении экспериментов с ускорителем макротел. Можно также отметить, что разработанный блок запуска не содержит никаких намоточных изделий, собран только из покупных серийных комплектующих и не требует никакой настройки.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме ГР ААААА-А19-119020690061-1.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Козлов А.В., Котов А.В., Петров А.В., Полищук В.П., Шурупов А.В.* // Труды X Всероссийской конференции по физической электронике (ФЭ-2018). Махачкала: Издательство ДТУ, 2018. С. 148.
2. *Козлов А.В., Козлов А.А., Поварешкин М.Н., Шурупов А.В.* // ПТЭ. 2019. № 4. С. 37.  
<https://doi.org/10.1134/S0032816219030236>

## ГЕНЕРАЦИЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА БАЗЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ КОММУТАТОРОВ НА ТРАНЗИСТОРНОЙ ОСНОВЕ ПРИ РАБОТЕ В СИНХРОННОМ И АСИНХРОННОМ РЕЖИМАХ

© 2022 г. Я. Е. Жарков<sup>а</sup>, С. И. Мошкунов<sup>а</sup>, И. Е. Ребров<sup>а,\*</sup>,  
В. Ю. Хомич<sup>а</sup>, В. А. Ямщиков<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт электрофизики и электроэнергетики РАН  
Россия, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18

\*e-mail: rbrv.igor@gmail.com

Поступила в редакцию 13.02.2022 г.

После доработки 16.02.2022 г.

Принята к публикации 10.03.2022 г.

Рассмотрены два режима – синхронный и асинхронный – работы высоковольтного импульсного генератора на основе параллельно соединенных высоковольтных коммутаторов (ВВК) для формирования прямоугольных импульсов. В синхронном режиме достигнута крутизна фронта нарастания 336 В/нс при подключении четырех ВВК и 188 В/нс при подключении одного ВВК на резистивной нагрузке 330 Ом при питающем напряжении 8 кВ. Исследована зависимость длительности нарастания высоковольтного импульса от уровня питающего напряжения и количества коммутируемых ВВК. Для случая асинхронного режима достигнута частота следования импульсов 4 МГц и эффективность 75% при мощности в нагрузке 41 кВт. На примере моделирования показано влияние частоты коммутации на параметры формируемых импульсов на нагрузке.

DOI: 10.31857/S0032816222040279

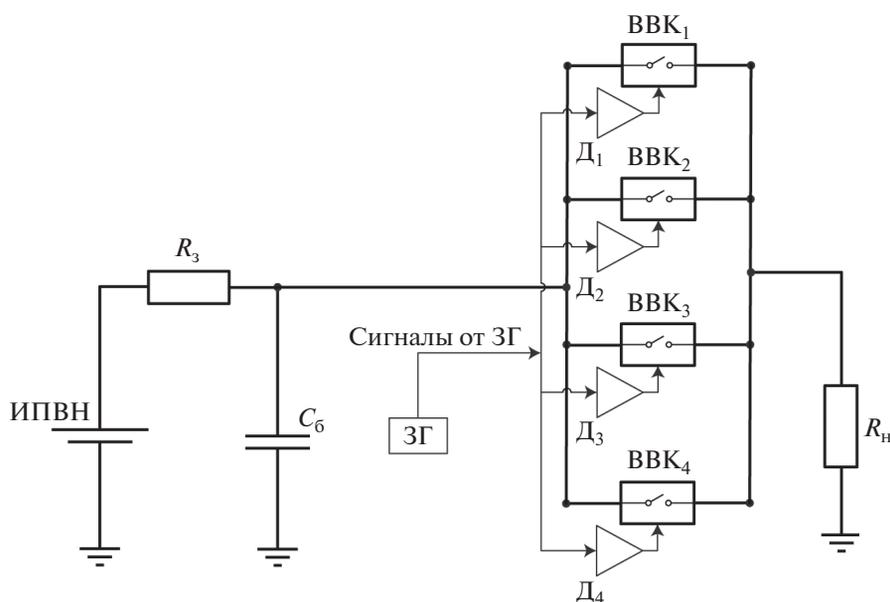
### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время импульсные высоковольтные генераторы с характерными временами фронтов десятки наносекунд, рабочими частотами свыше 1 МГц и токами десятки ампер находят применение в различных областях электротехники и электрофизики. В частности, они применяются для изменения поляризации сегнетокерамики, служащей эмиттером электронов [1, 2], в качестве источников питания для электронно-оптических камер [3–6], для тестирования электронных устройств [7, 8], в качестве драйверов ячеек Поккельса [9, 10], а также для создания стробирующих импульсов для микроканальной пластины в кадрирующих камерах [11, 12]. Сравнительно новыми областями применения высоковольтных высокочастотных импульсов являются электроформование полимерных материалов [13, 14], питание внешних отклоняющих электродов [15], а также динамическая фокусировка и удержание в пространстве электрогидродинамической струи [16].

Высоковольтные коммутаторы, способные обеспечить крутизну фронта в десятки–сотни вольт в наносекунду, могут быть реализованы на основе компонентов различных типов. К ним относятся лавинные транзисторы, искровые раз-

рядники, крайтроны, тиристоры, а также полевые транзисторы. В настоящее время крайтроны вышли из употребления и используются только в технике специального назначения. Импульсные генераторы, выполненные на основе искровых разрядников, заняли нишу в области формирования импульсов сверхвысокого напряжения (>100 кВ) и/или больших токов (>20 кА). Данные генераторы способны достичь скоростей нарастания импульсов в сотни–тысячи вольт в наносекунду. Тем не менее, их работа связана с пробивными процессами в газах, что ведет к задержкам включения, возникновению джиттера и, как следствие, накладывает ограничение на частоту следования импульсов ( $\leq 1$  кГц), кроме того, выключение возможно только при нулевом протекающем токе. Помимо этого, появление разряда сопровождается электромагнитными помехами в широком диапазоне частот, которые могут воздействовать на другие электронные схемы.

Схожими с генераторами на основе искровых разрядников свойствами обладают устройства, выполненные на основе тиристоров. При возможности коммутации значительных мощностей тиристоры обладают длительным временем выключения, что накладывает ограничения на частоту их функционирования ( $\leq 10$  кГц). Генерато-



**Рис. 1.** Электрическая схема экспериментальной установки. ИПВН – источник питания высокого напряжения; ЗГ – задающий генератор; Д – драйверы управления; ВВК – высоковольтные коммутаторы.

ры на основе сборок из лавинных транзисторов применяются из-за возможности их быстрого переключения и простой управляющей электроники. Однако их низкая популярность обоснована большим разбросом параметров транзисторов в сборке и большим временем их восстановления.

Среди высоковольтных импульсных генераторов широкое распространение получили устройства, выполненные с применением высоковольтных ключей (ВВК) – последовательно соединенных транзисторов с полевым управлением и биполярных транзисторов с изолированным затвором (БТИЗ) [17–21]. Особенностью таких сборок является наличие влияния паразитных параметров, таких как индуктивности дорожек и контактов, емкости Миллера, паразитные емкости между радиаторами транзисторов. Эти параметры оказывают двоякий эффект на процессы переключения ВВК: с одной стороны, они приводят к динамическому выравниванию потенциалов в процессе переключения ВВК, а с другой – увеличивают время коммутации. Минимизации такого негативного влияния можно добиться посредством применения рассмотренного в работе [22] мощного драйвера управления, который позволяет обеспечить скорость нарастания управляющих импульсов напряжений до 200 В/нс и синхронное включение транзисторов.

Перспективным является проектирование устройств на основе отдельных модулей ВВК, что позволяет добиться удобства в техническом обслуживании, а также расширить диапазон параметров формируемых высоковольтных импульсов. Важным преимуществом такого подхода яв-

ляется то, что распределение нагрузки на несколько самостоятельных модулей обеспечивает более щадящий тепловой режим для каждого модуля, что дает возможность расширить выбор электротехнических компонентов в ходе проектирования, ускорить разработку и сделать ее более экономичной.

Целью данной работы является разработка генератора, выполненного на основе нескольких параллельно включенных ВВК (до четырех штук), способных работать в двух режимах: при синхронной подаче сигналов включения на несколько сборок ВВК для увеличения скорости нарастания напряжения, а также в режиме асинхронной подачи запускающих сигналов для обеспечения максимальной частоты следования импульсов выходного напряжения.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Электрическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Схема состоит из источника питания высокого напряжения ИПВН, накопительного высоковольтного конденсатора  $C_6$  общей емкостью 20 мкФ, зарядного резистора  $R_3$ , резистивной нагрузки  $R_n$  (330 Ом), четырех ВВК<sub>1</sub>–ВВК<sub>4</sub> с идентичными драйверами управления Д<sub>1</sub>–Д<sub>4</sub> [22] и задающего генератора ЗГ.

В приведенной схеме каждый из ВВК включает в себя 16 отдельных модулей, состоящих из БТИЗ марки IRGPS40B120UD [23]. Использование БТИЗ вместо МОП (металл–окисел–полупроводник) транзисторов объясняется, в первую очередь, со-

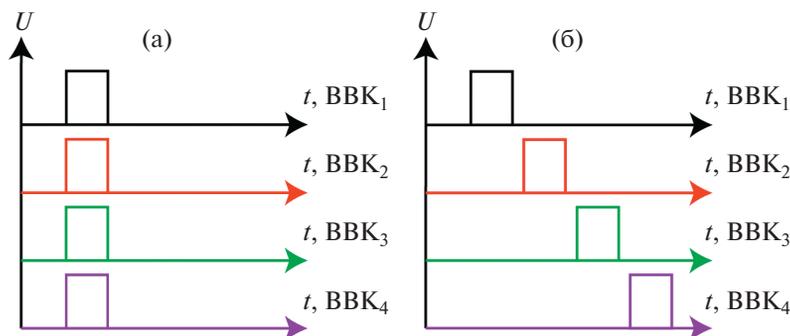


Рис. 2. Схема подачи сигналов управляющих импульсов открытия для синхронного (а) и асинхронного (б) режимов коммутации ВВК.

ображениями надежности: МОП-транзистор труднее защитить от превышения предельного значения тока из-за его невысокого значения для отдельного дискретного прибора. Напротив, БТИЗ показывает устойчивую работу даже при уровне тока короткого замыкания примерно в десять раз больше номинального [24].

На рис. 2 приведены последовательности сигналов открытия, поступающих на драйверы управления ВВК от ЗГ при их синхронном (рис. 2а) и асинхронном (рис. 2б) включении.

В случае синхронного режима коммутации исследуемым параметром являлось время нарастания высоковольтного импульса (уровень 0.1–0.9) в зависимости от питающего напряжения и количества коммутируемых высоковольтных ключей. Для подачи импульса открытия на высоковольтные ключи к одному из каналов задающего генератора подключалось от одного до четырех параллельно соединенных BNC-кабелей с равными длинами и волновыми сопротивлениями (50 Ом), что обеспечивало синхронность поступления сигнала открытия на идентичные драйверы управления.

В случае асинхронного режима исследуемыми параметрами являлись времена нарастания и спада высоковольтного импульса (в зависимости от напряжения питания), а также предельная частота функционирования сборки из четырех ВВК с транзисторами указанных марок и воздушной системой охлаждения. Для формирования высокочастотного высоковольтного сигнала на нагрузке импульсы управления на драйверы управления ВВК поступали с временным сдвигом, зависящим от основной частоты и номера коммутируемого ВВК, а период подачи управляющего сигнала составлял  $1/4$  от периода высоковольтного импульса на нагрузке.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

### Синхронный режим

Результаты измерений времени нарастания высоковольтного импульса на активной нагрузке в зависимости от уровня питающего напряжения и количества участвующих в коммутации ВВК приведены на рис. 3. Согласно приведенным данным, вне зависимости от количества коммутируемых ВВК время нарастания линейно возрастает с увеличением напряжения питания, что согласуется с результатами, полученными в работе [22], и является следствием достижения предельного тока нарастания БТИЗ в составе ВВК.

Разные углы наклона линейных зависимостей времени нарастания от напряжения питания, приведенных на рис. 3, определяются нелинейностью эквивалентной емкости ВВК, которая зависит от уровня коммутируемого напряжения и количества ключей в серии. Помимо этого, не-

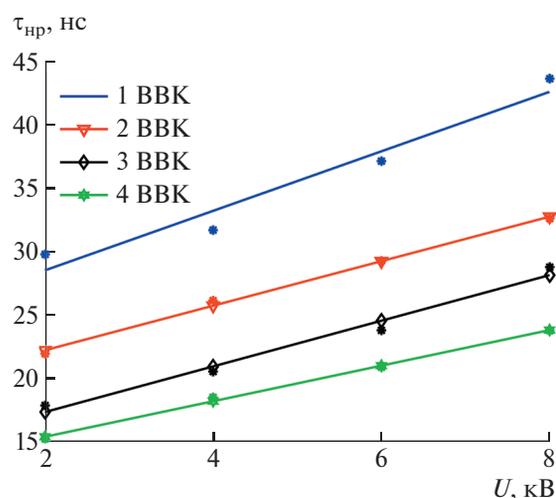
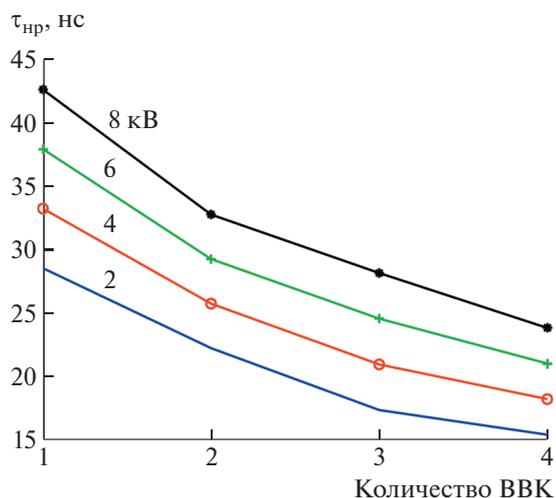


Рис. 3. Зависимость времени нарастания высоковольтных импульсов от уровня питающего напряжения при коммутации от одного до четырех ВВК.



**Рис. 4.** Зависимость времени нарастания импульса от количества используемых ВВК при различном уровне питающего напряжения (цифры у кривых).

большие отклонения также могут возникать из-за несинхронности срабатывания отдельных ключей в силу их взаимного влияния.

На рис. 4 приведены зависимости времени нарастания при подключении разного количества ВВК для разных напряжений. Согласно приведенным графикам, характер кривых зависит как от уровня напряжения, так и от количества подключенных ВВК. Это может быть обосновано двумя факторами. С одной стороны, повышение напряжения на нагрузке ведет к возрастанию тока, что увеличивает время открытия БТИЗ. С другой стороны, при увеличении числа параллельно соединенных ВВК (в данном случае одинаковых и синхронно управляемых) увеличивается количество параллельно соединенных транзисторов, что приводит к росту предельной крутизны нарастания тока.

Полученные значения крутизны фронта нарастания высоковольтных импульсов напряжения при различном количестве ВВК и разных уровнях напряжения питания приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Значения крутизны фронта нарастания импульсов напряжения при нагрузке 330 Ом

Напряжение, кВ	Крутизна фронта нарастания импульсов напряжения, В/нс, при числе ВВК			
	1	2	3	4
2	70	90	115	130
4	121	156	191	220
6	158	205	245	286
8	188	244	284	336

### Асинхронный режим

Результаты измерений времен нарастания и спада высоковольтного импульса на активной нагрузке при разных частотах коммутации ВВК в зависимости от уровня питающего напряжения приведены на рис. 5.

Согласно приведенным результатам, прослеживается тенденция к увеличению времени нарастания и уменьшению времени спада с ростом частоты. Для зависимостей, полученных при частотах 0.4 и 1 МГц, статистически значимых различий характерных времен фронтов не выявлено. Тем не менее, для зависимостей при 0.4 и 1 МГц, с одной стороны, а также зависимости при 4 МГц, с другой стороны, разница характерных времен фронтов достигает 100 нс. Также, согласно рис. 5, при частоте коммутации, равной 4 МГц, время нарастания импульса больше, чем время спада, приблизительно в 1.6 раза. В то же время, для частот 0.4 и 1 МГц расхождение времен нарастания и спада при одинаковом уровне напряжения находится в диапазоне статистической погрешности.

Для объяснения полученного существенного различия времен нарастания и спада высоковольтных импульсов на частоте 4 МГц была создана SPICE-модель (программа моделирования электронных схем) по схеме, приведенной на рис. 6.

Модель содержит источник ЭДС  $E_{ист} = 375$  В; индуктивность  $L_{п}$  контактов, равную 10 нГн; активное сопротивление нагрузки  $R_{нагр} = 10$  Ом; SPICE-модель транзистора  $Q$  марки IRG4S40B120UD; резисторы затвора транзистора  $R_3$  и первичной цепи драйвера управления  $R_{откр}$  с сопротивлениями 2.2 Ом; элемент взаимной индуктивности одновиткового трансформатора  $T$  с индуктивностями первичной и вторичной обмоток, равными по 3.5 мкГн, и коэффициентом связи 0.97; ЭДС драйвера управления  $E_3 = 30$  В; буферную емкость  $C_6 = 10$  нФ, а также идеальный ключ  $PS$  для периодической коммутации цепи драйвера управления.

Для получения расчетных зависимостей длительностей времен нарастания и спада импульсов напряжений ключ  $PS$  коммутировался с частотой в диапазоне от 170 до 290 кГц и скважностью 50%.

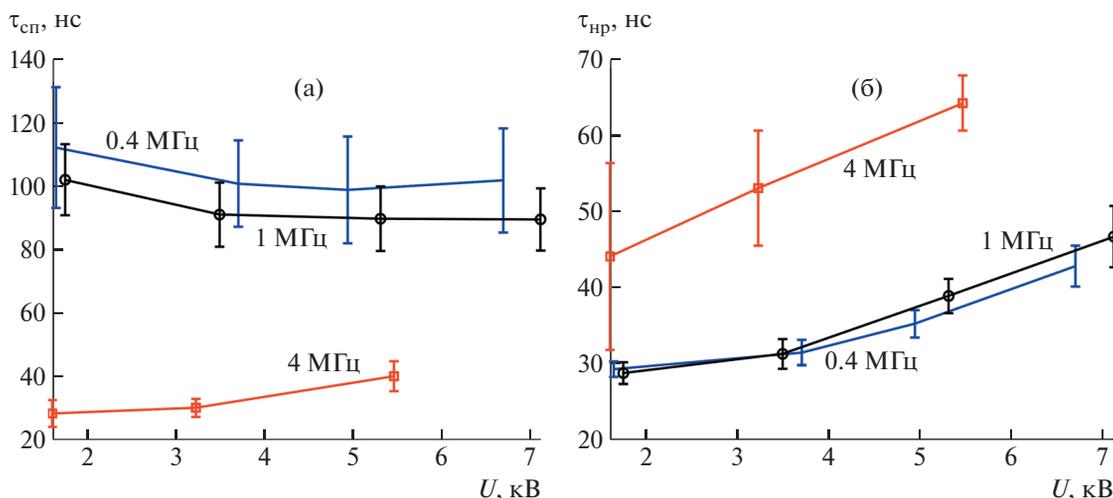


Рис. 5. Зависимости времен спада (а) и нарастания (б) высоковольтного импульса от уровня питающего напряжения при различной частоте коммутации (цифры у кривых) с 70%-ным доверительным интервалом.

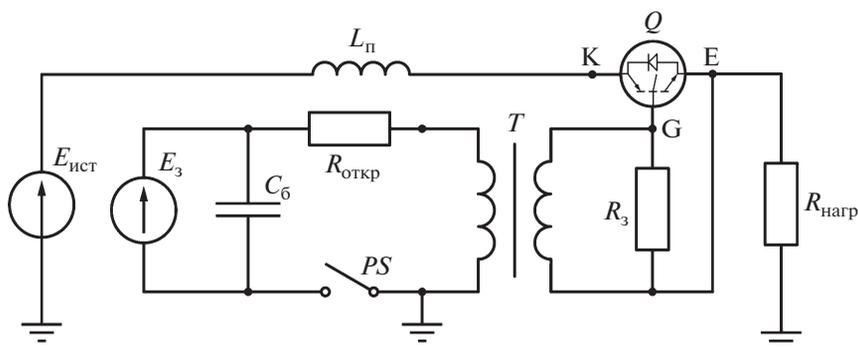


Рис. 6. Электрическая схема SPICE-модели.

Это соответствовало частотам работы одного из четырех драйверов параллельно включенных ВВК при частоте выходных высоковольтных импульсов 0.68–1.16 МГц. Для проведения расчета нелинейной схемы был использован метод трапеций с шагом дискретизации 0.25 нс.

Согласно результатам моделирования, приведенным на рис. 7, при увеличении частоты сигнала управления, поступающего на драйвер транзистора, происходит 10-кратное уменьшение длительности времени спада и возрастание в 1.25 раза времени нарастания, что согласуется с результатами эксперимента.

Для иллюстрации возникающих процессов на рис. 8 представлены расчетные осциллограммы напряжения “затвор–эмиттер” транзистора и нагрузки, временные оси которых приведены к длительности времени расчета. Согласно приведенным осциллограммам, при частоте 170 кГц скажность высоковольтных импульсов, формируемых на нагрузке, ниже, чем при частотах 240 и 260 кГц.

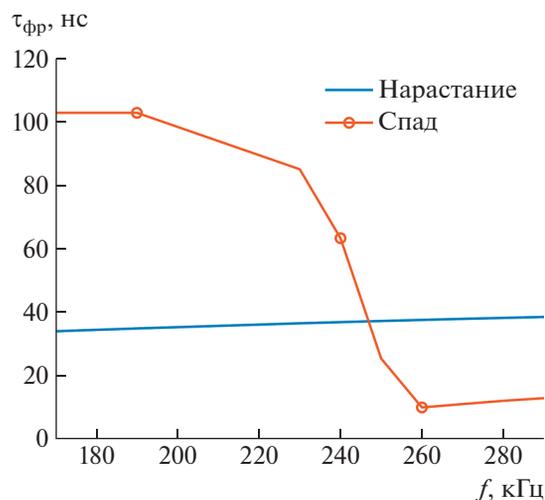


Рис. 7. Расчетные зависимости длительностей времен нарастания и спада импульса напряжения на активной нагрузке

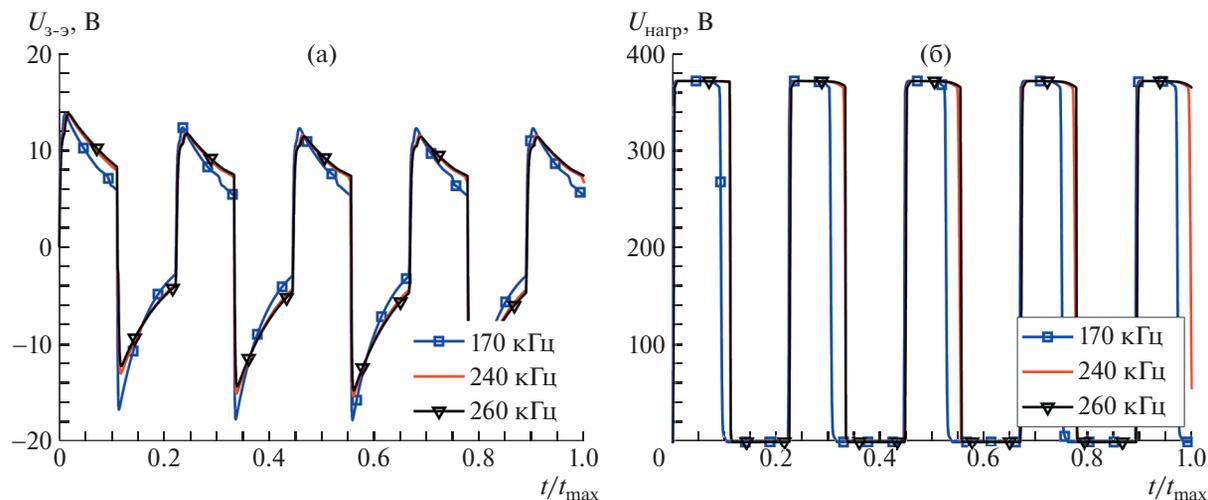


Рис. 8. Расчетные осциллограммы напряжения “затвор–эмиттер” транзистора (а) и нагрузки (б).

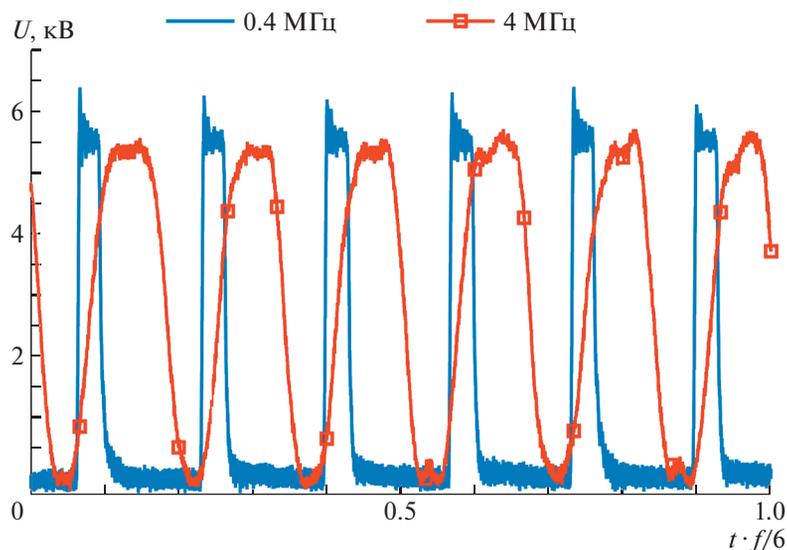


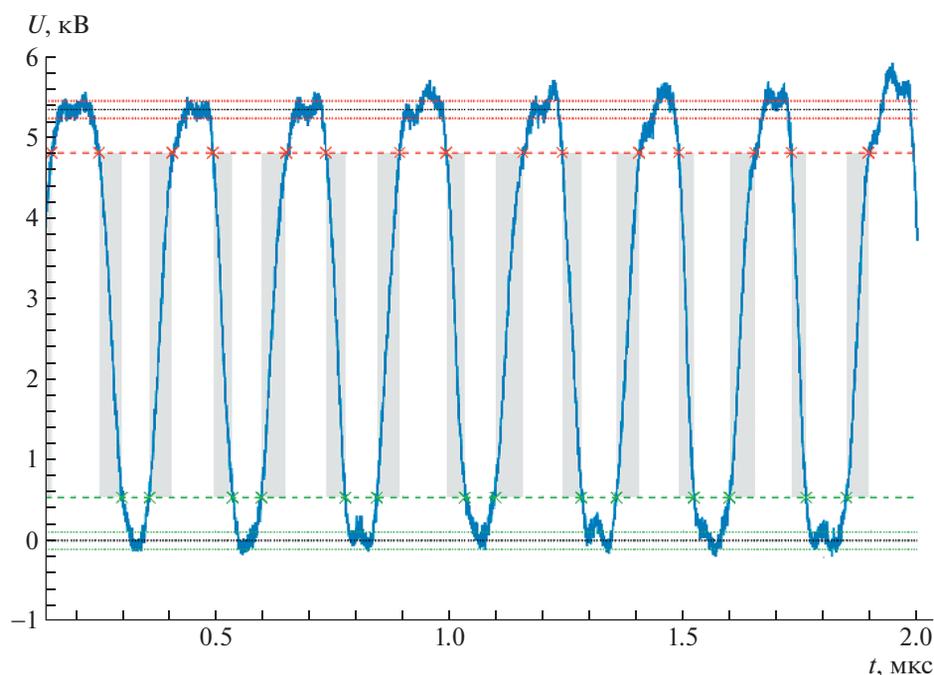
Рис. 9. Экспериментальные осциллограммы импульсов напряжений на нагрузке при частотах коммутации ВВК 0.4 и 4 МГц.

Это свидетельствует о более раннем закрытии транзистора в модели. Преждевременный переход в непроводящее состояние происходит из-за достижения током первичной обмотки предельной величины, ограниченной токоограничивающим резистором  $R_{откр}$ . Напряжение “затвор–эмиттер” перестает поддерживаться и снижается, что приводит к усилению эффекта Миллера и, в итоге, к затягиванию времени спада высоковольтного импульса на нагрузке.

Также, согласно расчетным осциллограммам на рис. 8, при прекращении поступления сигнала открытия напряжение “затвор–эмиттер” становится отрицательным из-за возникновения индук-

цированных напряжений. Уровень отрицательного напряжения в момент поступления сигнала открытия увеличивается с ростом частоты. Данный эффект приводит к тому, что при последующем поступлении сигнала на открытие передаваемая от драйвера энергия также затрачивается на изменение полярности напряжения “затвор–эмиттер” транзистора, что ведет к увеличению длительности нарастания фронта импульса.

Разница в выходных импульсах при разных частотах коммутации иллюстрируется осциллограммами на рис. 9. Временные оси приведены к шести периодам сигнала открытия. Видно хорошее соответствие экспериментальных и модельных данных.



**Рис. 10.** Экспериментальная осциллограмма импульсов напряжения на нагрузке с частотой следования 4 МГц при напряжении питания 6 кВ.

На рис. 10 приведена экспериментальная осциллограмма импульсов выходного напряжения на нагрузке с частотой следования 4 МГц при амплитудном значении напряжения 5.5 кВ. Для данного случая напряжение питания составляло 6 кВ, что свидетельствует о достижении пределов функционирования схемы, состоящей из четырех параллельно соединенных ВВК. Действующее значение напряжения на нагрузке при этом составляло 3.68 кВ, что соответствует 41 кВт активной мощности. Принимая во внимание, что идеальный выходной сигнал будет выглядеть, как меандр с амплитудой 6 кВ и скважностью 0.5, а все отклонения от этой формы обусловлены потерями на транзисторах ВВК, можно сказать, что суммарное значение потерь составит 13.5 кВт, а эффективность работы генератора – не менее 75%.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены два режима работы высоковольтного импульсного генератора на основе параллельно соединенных ВВК для формирования прямоугольных импульсов – синхронный и асинхронный режимы коммутации ВВК.

Синхронный режим при параллельном включении коммутаторов (до 4 штук) служит для повышения крутизны фронта нарастания напряжения на нагрузке. При 8 кВ питающего напряжения на резистивной нагрузке 330 Ом (24.2 А тока нагрузки) была достигнута крутизна фронта 336 В/нс при

подключении четырех ВВК и 188 В/нс при подключении одного ВВК.

Показано, что в режиме синхронной коммутации ВВК на активную нагрузку зависимость времени нарастания от уровня напряжения питания и количества синхронно включаемых в работу коммутаторов носит линейный характер. Это дает возможность использовать параллельно соединенные ВВК со своими системами управления для повышения скорости нарастания напряжения. Такое решение позволяет более гибко использовать созданные модули при компоновке промышленных установок, унифицировать ВВК для различных применений, сократить время разработки.

Показана возможность асинхронного последовательного включения параллельно соединенных ВВК для генерации высоковольтных высокочастотных сигналов. Такой режим позволяет распределить тепловую нагрузку между отдельными коммутаторами и драйверами управления. В этом режиме блок из четырех ВВК обеспечивает коммутацию в активную нагрузку (330 Ом) высоковольтных импульсов (до 5.5 кВ). При использовании воздушной системы охлаждения достигнута частота следования импульсов 4 МГц и эффективность 75% при мощности в нагрузке 41 кВт.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (грант № 18-29-17066 мк).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boscolo I., La Torre S.* // Review of Scientific Instruments. 1999. V. 70. № 3. P. 1857. <https://doi.org/10.1063/1.1149680>
2. *Du J.M., Liu G.M., Zhang F.P., He H.L.* // Key Engineering Materials. 2008. V. 368. P. 18. doi 10.4028/www.scientific.net/KEM.368-372.18
3. *Baker R.J., Johnson B.P.* // Measurement Science and Technology. 1994. V. 5. № 4. P. 408. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/5/4/014>
4. *Litton A.B., Erickson A., Bond P., Kardo-Susoyev A., O'Meara B.* // Digest of Technical Papers. Tenth IEEE International Pulsed Power Conference. 1995. V. 1. P. 733 <https://doi.org/10.1109/PPC.1995.596808>
5. *Joshi M.J., Upadhyay J., Deshpande P.P., Sharma M.L., Navathe C.P.* // Review of Scientific Instruments. 2010. V. 81. № 8. P. 85. <https://doi.org/10.1063/1.3462984>
6. *Upadhyay J., Sharma M.L., Navathe C.P., Toley M.A., Shinde S.J., Nadkarni S.A., Sarkar S.K.* // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83. № 2. P. 24. <https://doi.org/10.1063/1.3685245>
7. *Rezinkin O., Rezinkina M., Danyluk A., Guchenko A.* // 2021 IEEE 3rd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON). 2021. С. 237. <https://doi.org/10.1109/UKRCON53503.2021.9575752>
8. *Mytnikov A., Lavrinovich A., Strugov V., Saqib M.* // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2021. V. 1019. № 1. P. 12. <https://doi.org/10.1088/1757-899x/1019/1/012024>
9. *Мошкунов С.И., Ребров И.Е., Хомич В.Ю.* // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 5. С. 630.
10. *Kim H.-S., Yu C.-H., Jang S.-R., Kim G.-H.* // IEEE Transactions on Industrial Electronics. 2018. V. 66. № 6. P. 4334. <https://doi.org/10.1109/TIE.2018.2866078>
11. *Bradley D.K., Bell P.M., Kilkenny J.D., Hanks R., Landen O., Jaanimagi P.A., Verdon C.P.* // Review of Scientific Instruments. 1992. V. 63. № 10. P. 4813. <https://doi.org/10.1063/1.1143571>
12. *Jankee U., Navathe C.P.* // Meas. Sci. Technol. 2006. V. 17. P. 25. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/17/7/N01>
13. *Rebrov I.E., Lukanina K.I., Grigoriev T.E., Bakirov A.V., Krashennnikov S.V., Dmitryakov P.V., Kamysinsky R.A., Antipova C.G., Chvalun S.N., Khomich V.Yu.* // Chemical Engineering Journal. 2021. V. 418. P. 126561. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2020.126561>
14. *Yeo L.Y., Gagnon Z., Chang H.C.* // Biomaterials. 2005. V. 26. № 31. P. 6122. <https://doi.org/10.1016/j.biomaterials.2005.03.033>
15. *Arras M.M.L., Grasl C., Bergmeister H., Schima H.* // Science and Technology of Advanced Materials. 2012. V. 13. № 3. P. 35. <https://doi.org/10.1088/1468-6996/13/3/035008>
16. *Kyselica R., Enikov E.T.* // Proc. ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, 2016. V. 50541. P. V04AT05A025. <https://doi.org/10.1115/IMECE2016-65405>
17. *Иванов Е.В.* Препринт ИПЭФ РАН. М., 2004
18. *Khomich V.Y., Moshkunov S.I., Rebrov I.E.* // 2016 International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion (SPEEDAM). 2016. P. 918. <https://doi.org/10.1109/SPEEDAM.2016.7525962>
19. *Иванов Е.В., Мошкунов С.И., Хомич В.Ю.* // Прикладная физика. 2006. № 2. С. 122.
20. *Иванов Е.В., Малашин М.В., Мошкунов С.И., Хомич В.Ю., Грязнов О.В.* // Прикладная физика. 2008. № 5. С. 32.
21. *Малашин М.В., Мошкунов С.И., Хомич В.Ю., Шершунова Е.А.* // ПТЭ. 2016. № 2. С. 71. <https://doi.org/10.7868/S0032816216020099>
22. *Жарков Я.Е., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А.* // ПТЭ. 2021. № 6. С. 25. <https://doi.org/10.31857/S0032816221060239>
23. *Storasta L., Matthias S., Kopta A., Rahimo M.* // IEEE. 24th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs. 2012. P. 157. <https://doi.org/10.1109/ISPSD.2012.6229047>
24. *Jang S., Ryoo H., Goussev G., Rim G.H.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2012. V. 40. № 10. P. 2561. <https://doi.org/10.1109/TPS.2012.2186592>

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕВЕРСИВНО ВКЛЮЧАЕМЫХ ДИНИСТОРОВ  
В НЕТРАДИЦИОННОМ РЕЖИМЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ  
СУБМИКРОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ТОКА УПРАВЛЕНИЯ© 2022 г. С. В. Коротков<sup>а,\*</sup>, А. Л. Жмодиков<sup>а</sup>, Д. А. Коротков<sup>а</sup><sup>а</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

\*e-mail: korotkov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 14.02.2022 г.

После доработки 01.03.2022 г.

Принята к публикации 12.03.2022 г.

Приведены результаты оптимизации мощного коммутатора, состоящего из блока реверсивно включаемых динисторов с диаметром структур 50 мм, блока запуска динисторов и дросселя с насыщающимся сердечником, который обеспечивает уменьшение мощности блока запуска путем создания задержки резкого нарастания основного тока при протекании тока управления, имеющего противоположную полярность. Показано, что требуемое для существенного уменьшения габаритов и индуктивности дросселя уменьшение традиционной микросекундной длительности запускающего воздействия до нескольких сотен наносекунд не приводит к увеличению потерь энергии в динисторах, если ток управления имеет достаточно большую амплитуду, и величина запускающего заряда не изменяется. Описана конструкция оптимизированного коммутатора, имеющего индуктивность ~200 нГн и рабочее напряжение 16 кВ. Показана возможность его долговременного использования для коммутации импульсов тока с амплитудой ~100 кА, нарастающих со скоростью ~30 кА/мкс.

DOI: 10.31857/S003281622204022X

В настоящее время в мощных устройствах сильноточной импульсной техники широко используются коммутаторы на основе тиристоров. Основным фактором, ограничивающим коммутационные возможности тиристоров, является то, что их включение осуществляется током, протекающим через электрод управления. В результате сначала включаются узкие участки их полупроводниковых структур, прилегающие к этому электроду. Неоднородное по площади включение определяет большие потери энергии при коммутации мощных, быстро нарастающих импульсов тока. В специальных импульсных тиристорах уменьшение потерь энергии после переключения достигается путем создания в их структурах большого количества специальных ячеек с очень малым размером, которые обеспечивают увеличение суммарной площади первоначального включения. Такая конструкция существенно усложняет технологию изготовления импульсных тиристоров. Поэтому их стоимость значительно превышает стоимость стандартных тиристоров, используемых в преобразовательной технике.

Существенно большие коммутационные возможности имеют двухэлектродные полупроводниковые приборы тиристорного типа – реверсив-

но включаемые динисторы (РВД) [1, 2]. Они не имеют электрода управления и включаются током, который пропускается через всю площадь их структур в результате изменения полярности (реверса) исходного напряжения. Технологии производства РВД и стандартных тиристоров практически одинаковы. Особенностью конструкции РВД является то, что в анодный эмиттер  $p^+$  их четырехслойной  $p^+ - n - p - n^+$ -структуры введены малогабаритные шунты  $n^+$ , которые распределены равномерно по площади эмиттера  $p^+$ .

На рис. 1 приведена упрощенная схема РВД-генератора. В этой схеме при включении блока запуска БЗ к структуре РВД прикладывается небольшое обратное напряжение. В результате происходит пробой низковольтного  $p - n^+$ -перехода, и шунты  $n^+$  инжектируют в  $n$ -базу потоки электронов, которые расширяются к коллекторному  $n - p$ -переходу. Через образовавшиеся каналы обратной проводимости протекает ток управления  $I_y$ . Поскольку шунты  $n^+$  расположены на небольшом расстоянии друг от друга, ток  $I_y$  распределяется достаточно равномерно по всей площади структуры РВД. В процессе протекания тока  $I_y$  вблизи высоковольтного  $n - p$ -перехода образует-

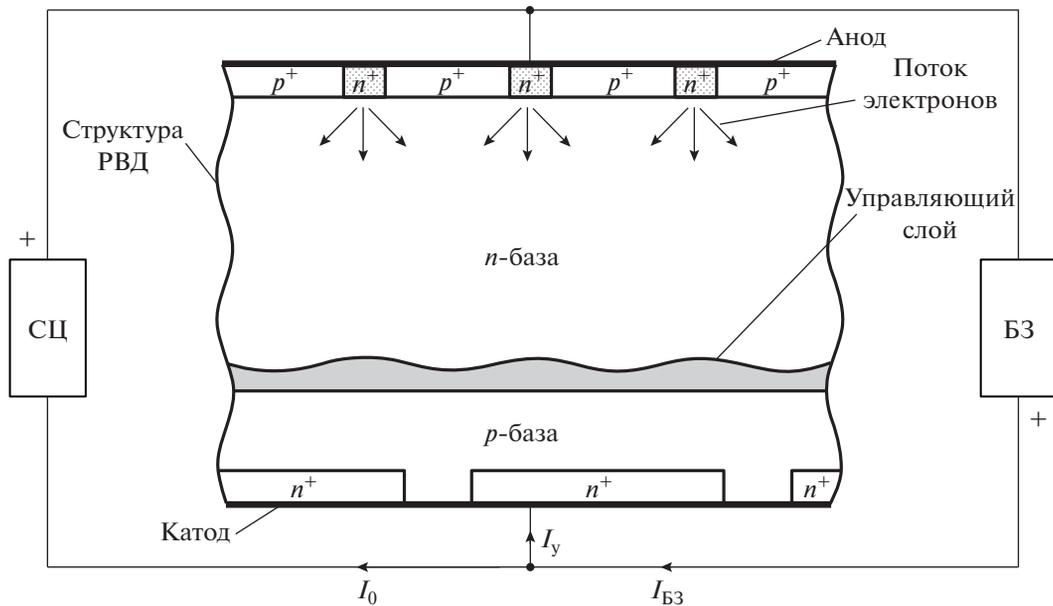


Рис. 1. Структура РВД в схеме импульсного генератора. БЗ – блок запуска; СЦ – силовая цепь.

ся управляющий слой дырок. Этот слой инициирует включение РВД после восстановления исходной полярности напряжения. Равномерность распределения дырок в управляющем слое зависит от расстояния между шунтами  $n^+$ .

После окончания тока управления через РВД протекает основной ток  $I_0$ , который выносит дырки из управляющего слоя. Перемещение дырок в  $p$ -базу обуславливает инжекцию электронов из катодного  $n^+$ -эмиттера, которая происходит одновременно по всей площади РВД-структуры.

Эти электроны, а также дырки, оставшиеся в управляющем слое, определяют начальную проводимость РВД. Если управляющий слой не истощается полностью за время пролета электронов через  $p$ -базу, то начальная проводимость РВД достаточно высока. Модуляция проводимости РВД осуществляется путем заполнения базовых слоев носителями, инжектируемыми из катодного и анодного эмиттеров. Время установления стационарной проводимости РВД зависит от геометрических и электрофизических параметров их структур. Так, в РВД с рабочим напряжением 2–3 кВ оно составляет несколько сотен наносекунд. После окончания основного тока выключение РВД осуществляется в результате рекомбинации накопленной электронно-дырочной плазмы. Поскольку РВД переключается в хорошо проводящее состояние без задержки относительно момента окончания тока управления, при запуске общим током последовательно соединенные динисторы включаются синхронно. В результате обеспечивается высокая надежность высоковольтных блоков РВД.

Фундаментальным недостатком, затрудняющим использование блоков РВД в генераторах, построенных по схеме на рис. 1, является то, что для создания тока управления  $I_y$  выходной ток блока запуска  $I_{БЗ}$  должен нарастать быстрее, чем ток  $I_0$ . Этот недостаток устранен в хорошо известной схеме, показанной на рис. 2, путем подключения последовательно с блоком РВД дросселя  $L_0$  с насыщающимся сердечником.

Схема на рис. 2 работает следующим образом. Изначно к блоку РВД приложено напряжение си-

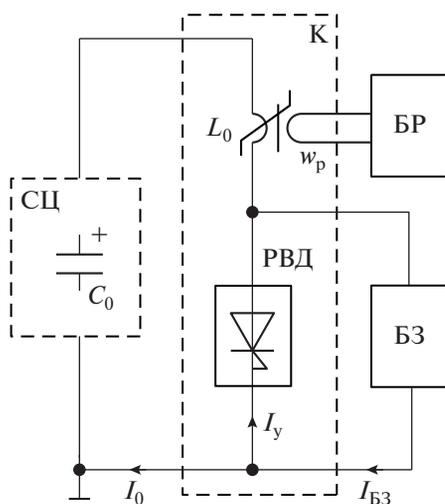


Рис. 2. Схема генератора на основе высоковольтного блока РВД. СЦ – силовая цепь; БЗ – блок запуска; БР – блок размагничивания; К – высоковольтный коммутатор.

ловой цепи СЦ ( $U_0$ ). В момент включения блока запуска БЗ большая индуктивность дросселя  $L_0$  препятствует резкому нарастанию основного тока  $I_0$ . После включения БЗ к блоку РВД прикладывается обратное напряжение и через него протекает ток управления  $I_y$ , примерно равный току  $I_{БЗ}$ . Когда через блок РВД протекает ток  $I_y$ , к дросселю  $L_0$  приложено высокое напряжение  $U_0$ . Поэтому спустя небольшой интервал времени сердечник дросселя насыщается. В результате индуктивность дросселя  $L_0$  резко уменьшается, и ток  $I_0$  быстро нарастает. В процессе нарастания тока  $I_0$  к блоку РВД прикладывается напряжение исходной полярности и он включается.

После коммутации тока  $I_0$  сердечник дросселя  $L_0$  переводится в исходное насыщенное состояние путем пропускания через обмотку  $w_p$  небольшого тока, формируемого низковольтным блоком размагничивания БР. В результате при следующем включении блока РВД достигаются максимальное изменение магнитной индукции в материале сердечника ( $\Delta B = 2B_s$ , где  $B_s$  – индукция насыщения) и максимальная задержка резкого нарастания основного тока ( $\Delta T = 2B_s w S / U_0$ , где  $w$  – число витков рабочей обмотки,  $S$  – площадь сечения сердечника).

Величина запускающего заряда, вводимого в структуры РВД при управляющем воздействии, определяется амплитудой тока управления и его длительностью ( $T_y$ ). В схеме на рис. 2 величина  $T_y$  фактически равна величине  $\Delta T$ . Поскольку индуктивность дросселя после насыщения сердечника пропорциональна произведению  $w^2 S$ , а скорость нарастания основного тока обратно пропорциональна этой индуктивности, высокое значение  $dI_0/dt$  может быть достигнуто только при малой индуктивности дросселя и, соответственно, малой величине  $\Delta T$ , которая определяет малую длительность тока управления.

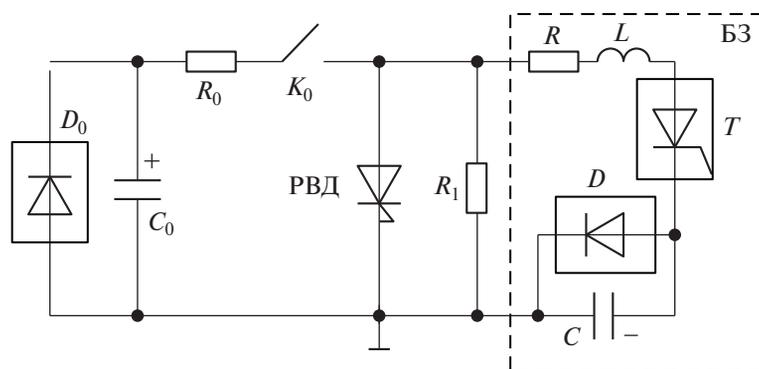
Поскольку при малой длительности запускающего воздействия малые потери энергии при включении РВД с большим диаметром структур обеспечиваются при большой амплитуде тока управления, возникает проблема разработки мощных устройств, способных коммутировать такой ток. По этой причине, а также в связи с неисследованной возможностью негативного влияния скин-эффекта на равномерность распределения тока управления по площади РВД запуск высоковольтных блоков РВД традиционно осуществлялся сравнительно маломощными импульсами с длительностью более 1.5 мкс. В результате в известных высоковольтных РВД-генераторах [3–10] разделительные дроссели  $L_0$  имели большую индуктивность в насыщенном состоянии и не позволяли обеспечить предельно допустимую для одиночных динисторов скорость нарастания основного тока.

Наши исследования [11] показали, что малогабаритные стандартные тиристоры могут эффективно коммутировать мощные импульсы тока с длительностью менее 1 мкс, если амплитуда и скорость нарастания тока через электроды управления будут существенно выше паспортных значений. В данной статье приведены результаты исследования возможности использования полученных ранее результатов для радикального уменьшения длительности запускающего воздействия при переключении высоковольтных блоков РВД.

Для оценки перспектив использования РВД в нетрадиционном режиме, с очень малой длительностью импульсов тока управления, были выбраны мощные РВД с диаметром структур 50 мм и рабочим напряжением 2 кВ, изготовленные в Научно-инженерном центре силовых полупроводниковых приборов (НИЦ СПП) ПАО “Электровыпрямитель” (г. Саранск).

Исследования проводились на стенде, построенном по схеме на рис. 3. При включении блока запуска БЗ в исследуемый РВД коммутируется импульс тока управления  $I_y$  с фронтом длительностью менее 1 мкс. После включения ключа  $K_0$  через РВД протекает основной ток  $I_0 \gg I_y$ , который является током разряда конденсатора  $C_0$ . Длительность тока  $I_y$  определяется задержкой момента включения  $K_0$  относительно момента включения блока БЗ. Амплитуда и скорость нарастания тока  $I_0$  определяются емкостью и напряжением зарядки конденсатора  $C_0$ , а также сопротивлением резистора  $R_0$  и величиной монтажной индуктивности цепи разряда  $C_0$ .

В качестве ключа  $K_0$  использовался игнитрон ИРТ6. Диодный блок  $D_0$  (3 последовательно соединенных ДЛ123-320-18) обеспечивал униполярную форму основного тока. Блок запуска БЗ содержал конденсатор  $C$ , заряженный до напряжения  $U_C$ , индуктивность  $L$ , резистор  $R$ , блок тиристоров  $T$  и диодный блок  $D$ . Резистор  $R$  имел сопротивление, существенно большее, чем сопротивление РВД во включенном состоянии, и препятствовал ответвлению основного тока в блок БЗ. Блок  $D$  (4 последовательно соединенных ДЛ123-320-18) обеспечивал медленный спад выходного тока блока БЗ после достижения максимального значения. В результате обеспечивалась большая длительность этого тока при малом фронте и создавалась возможность эффективно повышать величину пропускаемого через РВД запускающего заряда путем увеличения задержки между включением ключа  $K_0$  и блока тиристоров  $T$ . Блок  $T$  состоял из трех последовательно соединенных тиристоров ТБ133-250-24, которые включались с помощью мощной цепи запуска, описанной в работе [11]. Эта цепь содержала транзистор, запускающий конденсатор, заряженный до



**Рис. 3.** Электрическая схема стенда для исследований РВД.  $K_0$  – игнитрон ИРТ6;  $D_0$  – ДЛ123-320-18 (3 последовательно соединенных);  $D$  – ДЛ123-320-18 (4 последовательно соединенных);  $T$  – ТБ133-250-24 (3 последовательно соединенных).

напряжения 800 В, и блок малогабаритных импульсных трансформаторов, обеспечивающих протекание через электроды управления тиристоров импульсов тока с амплитудой  $\sim 6$  А, фронтом  $\sim 0.3$  мкс и длительностью  $\sim 3$  мкс, которые обеспечивали их синхронное включение с малыми коммутационными потерями энергии.

На рис. 4 приведены типичные осциллограммы падения напряжения  $U$  на РВД при протекании тока  $I$  с амплитудой  $\sim 10$  кА, нарастающего со скоростью  $\sim 7$  кА/мкс. Они получены при включении РВД импульсами тока управления, имеющими примерно одинаковую длительность ( $\sim 0.6$  мкс) и разную амплитуду ( $\sim 1200$  А на рис. 4а и  $\sim 600$  А на рис. 4б).

Поскольку РВД был зашунтирован резистором  $R_1$ , в исходном состоянии напряжение на нем очень мало. В результате достигалась высокая точность измерения небольшого напряжения  $U$ , так как до момента включения РВД не требовалось ограничивать входное напряжение электронного осциллографа. Напряжение  $U$  измерялось щупом Tektronix P5100A. Для измерения тока использовался датчик тока Pearson current monitor 410. Полупроводниковые структуры РВД были помещены в защитные металлокерамические корпуса таблеточного типа с диаметром около 75 мм и высотой около 15 мм. Падение напряжения на собственной индуктивности этих корпусов составляло существенную часть измеряемого напряжения  $U$ .

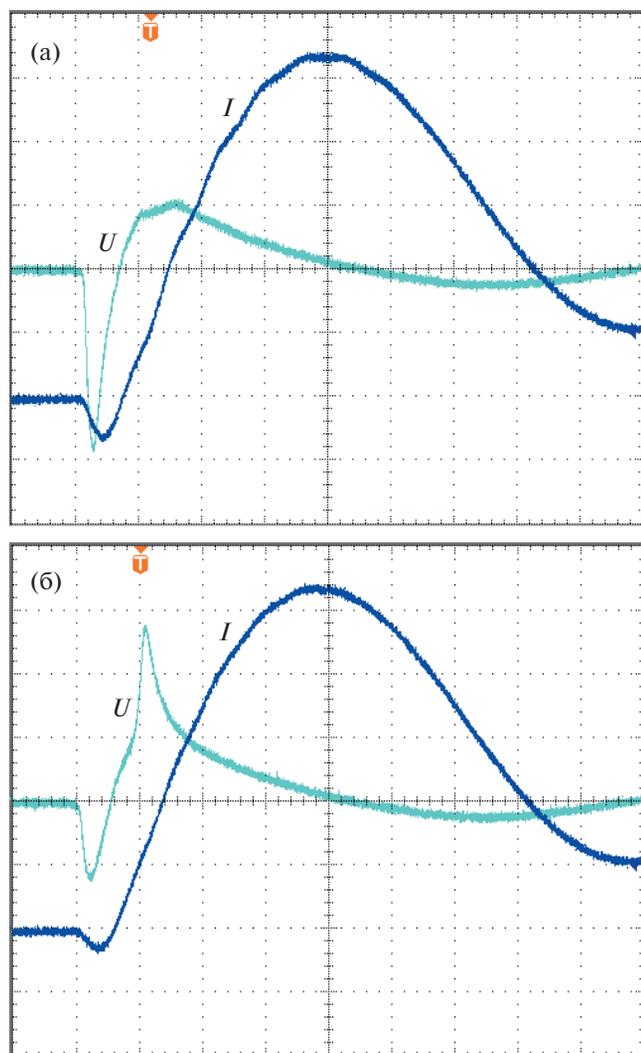
Как видно из осциллограмм, в процессе нарастания основного тока на РВД возникает пик напряжения, амплитуда которого существенно зависит от величины заряда, пропущенного через его структуру при протекании тока управления. Этот пик определяет потери энергии в РВД после включения и характеризует эффективность запускающего воздействия. Если амплитуда и длительность тока управления не изменялись, то коммутационный пик напряжения уменьшался

при снижении скорости нарастания тока  $I$ . Так, например, амплитуда показанного на рис. 4б пика напряжения становилась примерно равной амплитуде пика напряжения на рис. 4а, когда скорость нарастания тока  $I$  была уменьшена в 1.5 раза.

На рис. 5 в другом масштабе показаны осциллограммы процесса коммутации импульсов тока  $I$ , которые были получены при пропускании через РВД одинакового запускающего заряда ( $\sim 250$  мкКл) при разной длительности импульсов тока управления: 2 мкс (кривые  $I_1$ ,  $U_1$ ) и 0.8 мкс (кривые  $I_2$ ,  $U_2$ ). Согласно осциллограммам, при одинаковом запускающем заряде падение напряжения на РВД при коммутации одинаковых, быстро нарастающих импульсов тока практически не меняется при уменьшении длительности тока управления от традиционного микросекундного уровня до нескольких сотен наносекунд.

Исследования РВД были продолжены при использовании ранее разработанного тестирующего устройства [12], которое было построено аналогично стенду на рис. 3, но обеспечивало существенно большую амплитуду и скорость нарастания основного тока. При проведении экспериментов в этом устройстве блок запуска РВД с микросекундной длительностью импульсов был заменен на блок запуска, схема которого показана на рис. 3.

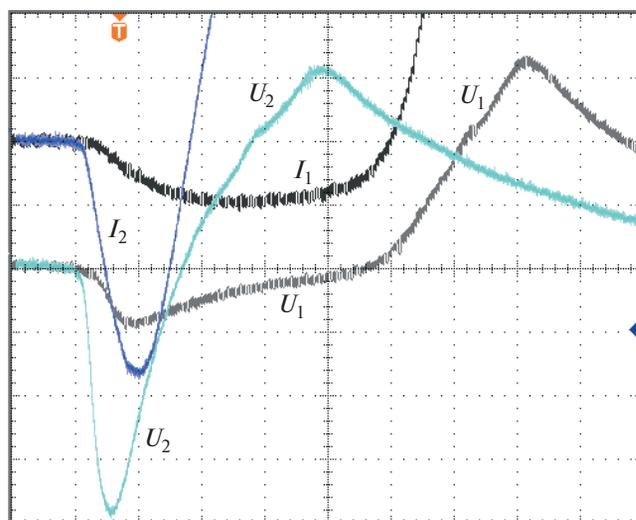
Результаты исследований иллюстрируют осциллограммы на рис. 6, полученные при запуске РВД импульсами тока управления с амплитудой  $\sim 1.5$  кА и длительностью  $\sim 700$  нс. Согласно осциллограммам, при коммутации тока  $I$  с амплитудой  $\sim 22$  кА, нарастающего со скоростью  $\sim 30$  кА/мкс, падение напряжения на РВД невелико, что предполагает возможность долговременной работы. Для подтверждения этой возможности было проведено по 1000 включений десяти произвольно выбранных РВД. Через несколько минут после окончания цикла испытаний измерялся ток, протекающий через диносторы при приложении постоянного напряжения 2 кВ. В результате было



**Рис. 4.** Осциллограммы падения напряжения  $U$  на РВД при протекании тока  $I$ , полученные при включении РВД импульсами тока управления примерно одинаковой длительности ( $\sim 0.6$  мкс), но разной амплитуды:  $\sim 1200$  А (а) и  $\sim 600$  А (б). Масштаб по вертикали: тока – 2 кА/деление, напряжения – 50 В/деление; по горизонтали – 1 мкс/деление.

установлено, что величина этого тока практически не отличается от исходной величины, измененной до проведения испытаний, что, как известно, определяет отсутствие деградации РВД-структур.

Для определения возможности эффективного переключения высоковольтных блоков РВД субмикросекундными импульсами тока управления по схеме на рис. 2 был разработан опытный генератор. Силовая цепь СЦ содержала 4 конденсатора ИК-25-30-УХЛ4 емкостью 25 мкФ и демпфирующий резистор сопротивлением  $\sim 50$  МОм. Параллельно каждому конденсатору был подключен диодный блок (9 последовательно соединенных



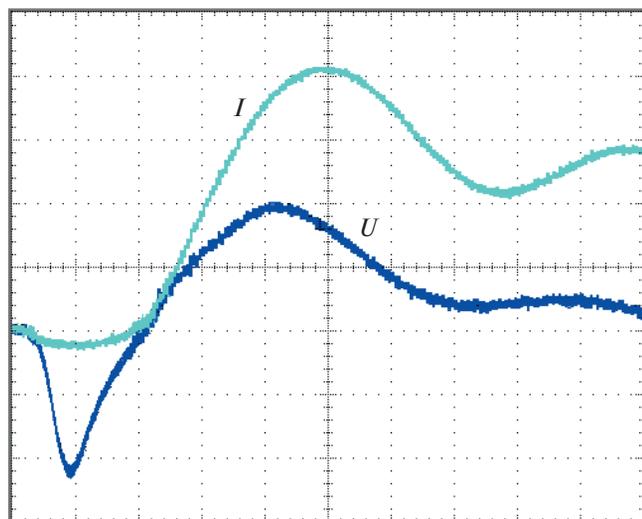
**Рис. 5.** Осциллограммы тока через РВД и напряжения на РВД при одинаковом запускающем заряде ( $\sim 250$  мкКл) и разных длительностях тока управления: 2 мкс ( $I_1$ ,  $U_1$ ) и 0.8 мкс ( $I_2$ ,  $U_2$ ). Масштаб по вертикали: тока – 200 А/деление, напряжения – 20 В/деление; по горизонтали – 400 нс/деление.

ДЛ123-320-18), который обеспечивал униполярную форму основного тока.

Высоковольтный коммутатор  $K$  состоял из блока последовательно соединенных РВД и одновиткового дросселя  $L_0$ . Сердечник дросселя  $L_0$  был выполнен из десяти тороидальных магнитопроводов из сплава 9ЖСР и имел размеры  $75 \times 25 \times 200$  мм. После коммутации основного тока он перемагничивался до состояния насыщения путем пропускания выходного тока низковольтного блока размагничивания БР (3 А) через одновитковую обмотку размагничивания  $w_p$ . В блоке РВД использовались 9 динисторов с диаметром структур 50 мм и рабочим напряжением 2 кВ. Включение динисторов осуществлялось блоком запуска БЗ, который был выполнен так же, как и блок запуска в схеме на рис. 3. Поскольку в опытном генераторе, построенном по схеме на рис. 2, к блоку  $T$  в исходном состоянии прикладывается суммарное напряжение зарядки конденсаторов  $C_0$  и  $C$ , количество тиристоров в этом блоке было увеличено до 10.

Малую индуктивность коммутатора  $K$ , необходимую для создания высокой скорости нарастания основного тока, обеспечивала коаксиальная конструкция блоков РВД и  $L_0$ , показанная на рис. 7.

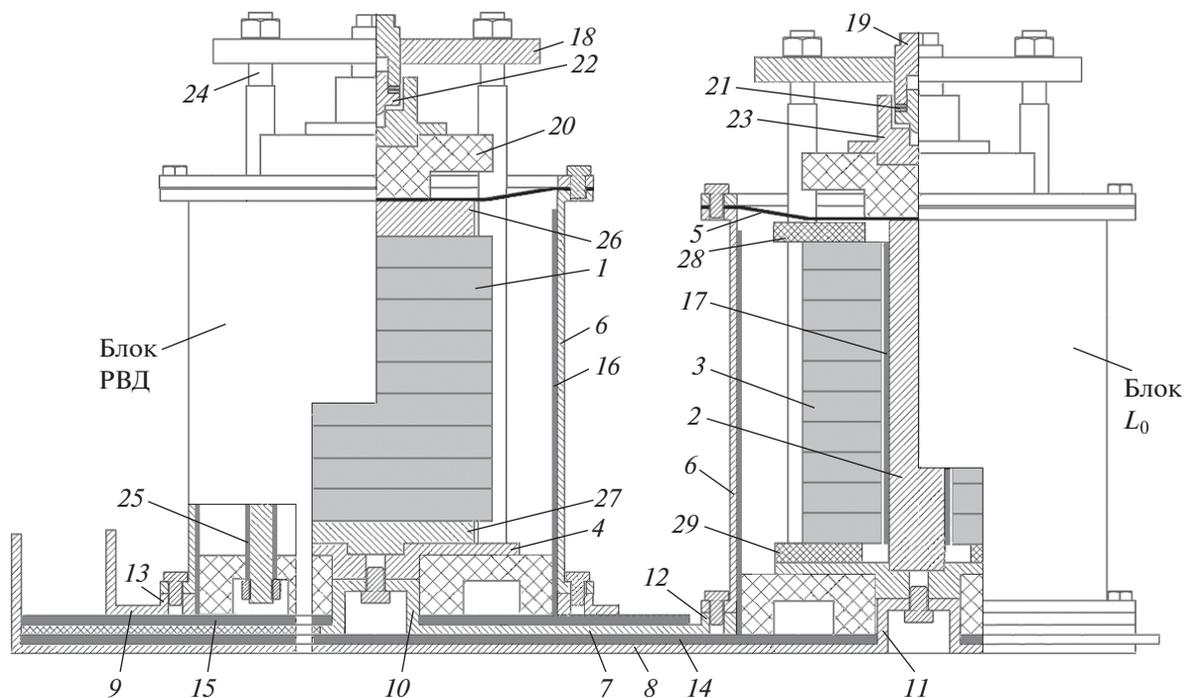
В блоке РВД внутренний токопровод содержит сборку динисторов  $I$ , а в блоке  $L_0$  – цилиндрический электрод 2, который является витком рабочей обмотки дросселя. На электроде 2 размещена сборка тороидальных магнитопроводов 3.



**Рис. 6.** Осциллограммы падения напряжения  $U$  на РВД в процессе коммутации мощного, быстро нарастающего импульса тока с амплитудой  $\sim 1.5$  кА и длительностью  $\sim 700$  нс. Масштаб по вертикали: тока – 5 кА/деление, напряжения – 100 В/деление; по горизонтали – 400 нс/деление.

Подвод тока к сборкам  $1, 3$  осуществляется через дисковые электроды  $5$ , цилиндрические электроды  $4, 26, 27$  и коаксиально расположенные наружные электроды  $6$ . Последовательное соединение блоков РВД и  $L_0$ , а также подключение их к силовой цепи осуществляются широкими шинами  $7-9$ , расположенными бифилярно. Электрический контакт обеспечивается с помощью втулок  $10, 11$  и дисков  $12, 13$ , приваренных к этим шинам.

Требуемая электрическая прочность блоков РВД и  $L_0$  достигается при использовании слоев лавсановой пленки  $14-17$ . Электрический контакт между внутренними частями блоков РВД и  $L_0$  осуществляется с помощью прижимных узлов, которые состоят из элементов  $18-23$ . Для крепления опорных пластин  $18$  используются стальные шпильки  $24$ , изолированные с помощью силиконовых трубок  $25$ . Прижимное усилие создается болтом  $19$  и передается на диэлектрические пластины  $20$  с помощью пружинных шайб  $21$ , подвижных наконечников  $22$  и втулок  $23$ . Массивные электроды  $26, 27$  обеспечивают равномерное распределение прижимного усилия. Диэлектрические диски  $28, 29$  устраняют возможность перемещения магнитопроводов  $3$  вдоль цилиндра  $2$ .



**Рис. 7.** Конструкция высоковольтного коммутатора. Блок РВД – коаксиальный блок на основе последовательно соединенных РВД с диаметром структур 50 мм; блок  $L_0$  – коаксиальный блок на основе тороидальных магнитопроводов из сплава 9КСР;  $1$  – сборка РВД;  $2, 4-6, 10-13$  – токоподводящие электроды;  $3$  – сборка магнитопроводов;  $7-9$  – шины;  $14-17$  – слой лавсановой пленки;  $18$  – опорные пластины;  $24$  – шпильки;  $25$  – силиконовые трубки;  $19$  – прижимные болты;  $20$  – диэлектрические пластины;  $21$  – пружинные шайбы;  $22$  – наконечники;  $23$  – втулки;  $26, 27$  – массивные электроды;  $28, 29$  – диэлектрические диски.



Рис. 8. Внешний вид высоковольтного коммутатора.

Для перемагничивания магнитопроводов  $\mathcal{Z}$  использовался высоковольтный провод, который был помещен в паз, выполненный в цилиндре 2, и выводился из блока  $L_0$  через разрезы в элементах 6, 28, 29.

На рис. 8 показана фотография высоковольтного коммутатора. Разрез в расположенном на переднем плане блоке РВД обеспечивает возможность подключения блока запуска БЗ. Аналогичный разрез в блоке  $L_0$  позволяет соединить провод обмотки размагничивания с блоком размагничивания БР. Выступающая из разрезов лавсановая пленка является частью изоляционных слоев 16 на рис. 7. Массивные текстолитовые планки позволяют фиксировать токоподводящие бифилярные шины в процессе протекания силового тока.

На рис. 9 приведены осциллограммы основного тока  $I_0$  и тока блока запуска  $I_{БЗ}$ , полученные при испытаниях коммутатора в ранее описанном опытном генераторе. Они соответствуют эксперименту, в котором конденсаторы основной цепи и цепи блока запуска были заряжены до напряжений  $U_0 = 16$  кВ и  $U_C = 6$  кВ.

Как видно из осциллограмм, очень малая собственная индуктивность высоковольтного коммутатора (не более 200 нГн) и малые потери энергии в блоке РВД обеспечивают возможность коммутации тока  $I_0$  с амплитудой 115 кА и скоростью нарастания 30 кА/мкс. Задержка импульса тока  $I_0$  относительно импульса тока  $I_{БЗ}$  составляет  $\sim 700$  нс. В течение этого времени через блок РВД протекает ток управления. Амплитуда тока управления

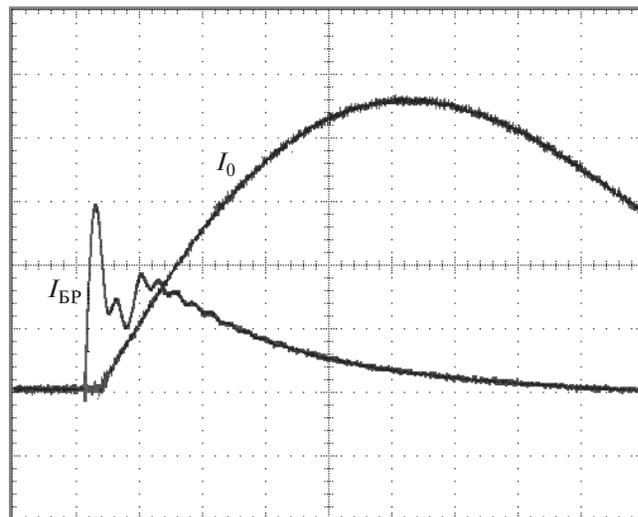


Рис. 9. Осциллограммы силового тока  $I_0$  (25 кА/деление) и тока блока запуска  $I_{БЗ}$  (500 А/деление). Масштаб по горизонтали 2 мкс/деление.

примерно равна амплитуде тока  $I_{БЗ}$  (1500 А). Увеличение тока  $I_{БЗ}$  в процессе нарастания тока  $I_0$  свидетельствует о том, что после включения блока РВД в блок запуска БЗ ответвляется небольшой ток силовой цепи. Величина этого тока определяется соотношением между сопротивлением резистора  $R$  в блоке запуска БЗ и сопротивлением блока РВД при протекании основного тока.

В рассмотренном режиме высоковольтный РВД-коммутатор был успешно испытан при проведении 5 циклов коммутаций тока  $I_0$ . Цикл состоял из 50-ти включений с интервалом в несколько минут. После каждого цикла измерялся ток через блок РВД при приложении к нему постоянного напряжения 16 кВ. Величина этого тока практически не изменялась, что свидетельствовало о долговременной надежности блока РВД в рассмотренных условиях эксплуатации.

Таким образом, проведенные исследования показали, что при субмикросекундной длительности управляющего воздействия РВД с диаметром структур 50 мм способны эффективно коммутировать мощные импульсы тока, нарастающие со скоростью 30 кА/мкс. Высоковольтный коммутатор на их основе позволяет за время менее 10 мкс коммутировать мощность более 1 ГВт.

Разработанная конструкция РВД-коммутатора позволяет изменять размер сердечника дросселя и диаметр динисторных структур. Рабочее напряжение коммутатора может быть радикально увеличено путем подключения дополнительных коаксиальных блоков с помощью дополнительных бифилярных шин.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grekhov I.V., Gorbatyuk A.V., Kostina L.S., Korotkov S.V., Yakovthuk N.S. // Solid-State Electronics. 1983. V. 26. № 11. P. 1132.
2. Коротков С.В. // ПТЭ. 2002. № 4. С. 5.
3. Грехов И.В., Коротков С.В., Андреев А.Г., Козлов А.К., Степанянц А.Л. // ПТЭ. 1997. № 5. С. 51.
4. Schneider S., Podlesak T.F. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2000. V. 28. № 5. P. 1520. <https://doi.org/10.1109/27.901225>
5. Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В., Степанянц А.Л. // ПТЭ. 2003. № 1. С. 53.
6. Фридман Б.Э., Коротков С.В., Мартыненко В.А., Еникеев Р.Ш., Коврижных Н.А., Аристов Ю.В., Беляков В.А., Бондарчук Э.Н., Дроздов А.А., Жмодиков А.Л., Козлов А.К., Муратов В.П., Прокопенко В.Ф., Рошаль А.Г., Фролов О.В., Ханугин А.А., Чегодаев А.Т., Чумаков Г.Д. // ПТЭ. 2008. № 6. С. 51.
7. He X., Wang H., Xie B., Chen W., Zhou J., Tang J. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2011. V. 39. № 1. P. 285. <https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2047870>
8. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Козлов А.К., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2014. № 3. С. 58. <https://doi.org/10.7868/S0032816214020281>
9. Wang H., Zeng Z., He X., Chen W., Xie L., Guo F., Li J., Zhang G. // IEEE Transactions on Power Electronics. 2014. V. 29. № 12. P. 6245. <https://doi.org/10.1109/TPEL.2014.232705>
10. Арзев А.Г., Галахов И.В., Ганин Л.С., Гришанин А.В., Елисеев В.В., Картаев В.Н., Коженков Е.В., Креков А.В., Мартыненко В.А., Мускатыньев В.Г., Наумов Д.А., Немаев Д.Ю., Осин В.А., Свиридов В.В., Фролов О.В., Ханугин А.А. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 33. <https://doi.org/10.31857/S0032816221040133>
11. Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2021. № 3. С. 55. <https://doi.org/10.1134/S0020441221030295>
12. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л. // ПТЭ. 2022. № 3. С. 34. doi 10.31857/S0032816222030090

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ ПРОЦЕССОВ  
В ПЛАЗМЕ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА© 2022 г. А. Н. Долгов<sup>a,\*</sup>, Н. А. Клячин<sup>b</sup>, Д. Е. Прохорович<sup>a,b</sup><sup>a</sup> ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова

Россия, 127055, Москва, ул. Сущевская, 22

<sup>b</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

\*e-mail: alnikdolgov@mail.ru

Поступила в редакцию 09.12.2021 г.

После доработки 05.02.2022 г.

Принята к публикации 18.02.2022 г.

Описана методика и приведены результаты исследований пространственной структуры и динамики источников рентгеновского излучения в плазме микропинчового разряда. Примененная методика позволила осуществить временную привязку процесса ускорения электронов в квазистатическом электрическом поле резистивной природы к процессу формирования микроперетяжки в Z-пинче в среде тяжелых элементов с наносекундным временным разрешением.

DOI: 10.31857/S0032816222040097

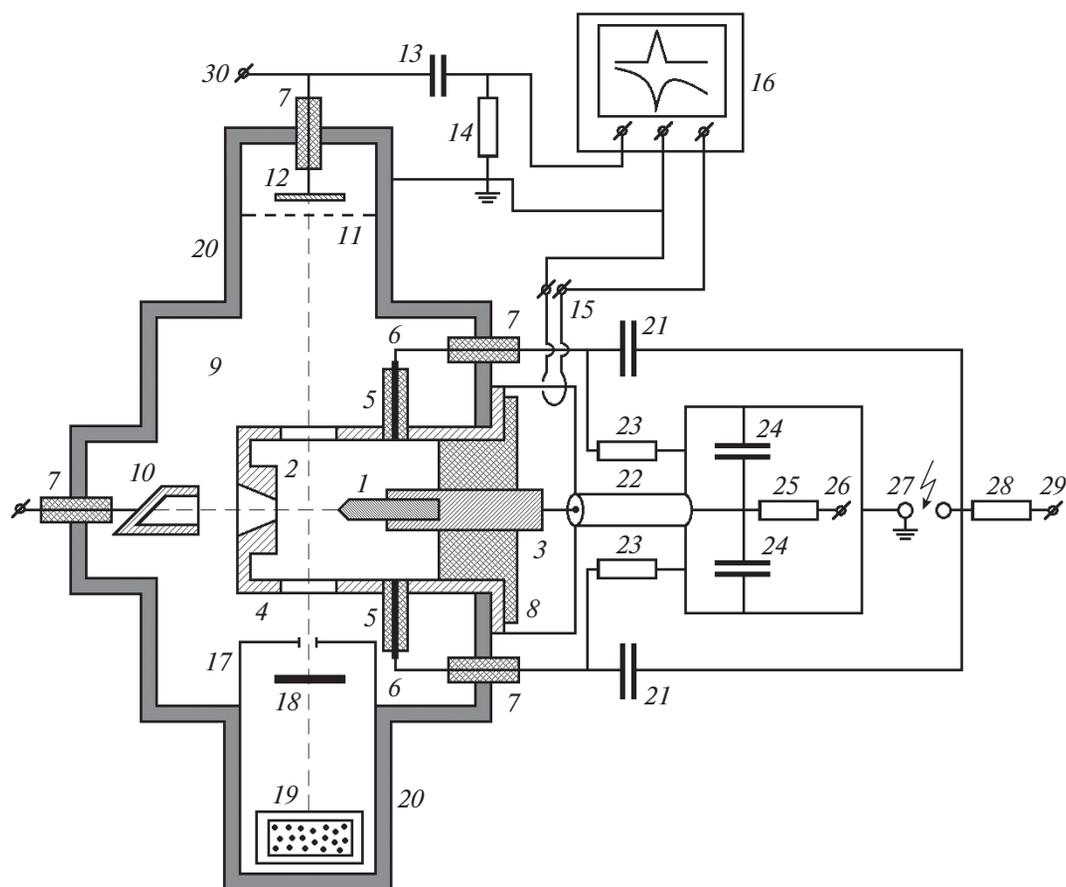
Важная задача, которую в самых разнообразных условиях приходится постоянно решать с помощью различных методов диагностики плазмы при исследовании импульсных электрических разрядов, — это изучение пространственной структуры плазмы и динамики происходящих в плазме разряда процессов с высоким временным разрешением [1–5].

В настоящей работе мы описываем метод, который позволяет некоторым образом сдвигать во времени относительно друг друга процесс воздействия электрического поля на условия упорядоченного движения электрических зарядов в плазме и процесс изменения во времени пространственной структуры плазмы разряда, обусловленный взаимодействием протекающего в плазме тока и индуцированного им магнитного поля, известный как пинчевание. Тем самым создается возможность лучше понять причинно-следственные связи или, по крайней мере, последовательность происходящих явлений.

Исследования были выполнены на экспериментальном стенде с электроразрядным устройством типа сильноточной низкоиндуктивной вакуумной искры, конструкция и параметры которого ранее неоднократно были описаны [2–5]. Относительная простота конструкции и условий эксплуатации, компактность и при этом возможность получать высокотемпературную плотную плазму делают данное устройство удобным инструментом для проведения исследований фун-

даментального характера, например моделирования процессов, протекающих в недоступных астрофизических объектах, или для использования в крайне дорогостоящих лабораторных устройствах, предназначенных для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза. Помимо этого, устройство может использоваться для решения задач прикладного характера, например, в качестве имитатора природных или искусственных источников импульсов рентгеновского и ультрафиолетового излучения высокой мощности или непосредственно источника коротковолнового излучения в технологии литографии [2, 4, 6].

Разряд осуществлялся в вакуумной камере, откачанной до вакуума не хуже  $10^{-2}$  Па. Рабочее вещество разряда — ионизированные пары материала электродов, в основном анода. Импульсный источник тока — батарея низкоиндуктивных высоковольтных конденсаторов. Электроды разрядного устройства выполнены из железа (низкоуглеродистой стали). В качестве анода использовался стержень диаметром 3 мм и длиной 15 мм, заостренный под конус на конце, обращенном к катоду. Катод имеет форму цилиндра, ось симметрии которого совпадает с осью разряда, а диаметр равен 20 мм. Катод обращен к аноду плоским основанием и имеет на оси симметрии сквозное отверстие, в это отверстие может ввинчиваться заглушка или заостренный наконечник, острие которого обращено к аноду. Расстояние между электродами 5 мм. Электроды объединены в еди-



**Рис. 1.** Схема эксперимента. 1 – внутренний электрод; 2 – внешний электрод; 3 – внутренний токоввод; 4 – внешний токоввод; 5 – диэлектрическая втулка; 6 – поджигающий электрод; 7 – проходной изолятор; 8 – разделительный изолятор; 9 – вакуумная камера; 10 – коллектор заряженных частиц со смещенным потенциалом; 11 – анод вакуумного бипланарного фотодиода; 12 – катод вакуумного бипланарного фотодиода; 13 – разделительная емкость; 14 – нагрузочное сопротивление; 15 – пояс Роговского; 16 – осциллограф; 17 – объектив камеры-обскуры; 18 – поглощающий тонкопленочный фильтр; 19 – фотоэмульсионный детектор рентгеновского излучения; 20 – вспомогательная вакуумная камера; 21 – батарея конденсаторов в цепи поджига; 22 – кабельная формирующая линия; 23 – шунтирующее сопротивление; 24 – батарея конденсаторов в цепи основного разряда; 25 – балластное сопротивление; 26 – подключение источника высоковольтного стабилизированного напряжения для зарядки конденсаторной батареи в цепи основного разряда; 27 – управляемый разрядник; 28 – ограничивающее сопротивление; 29 – подключение источника высоковольтного стабилизированного напряжения для зарядки конденсаторной батареи в цепи поджига; 30 – подключение источника высоковольтного стабилизированного напряжения для питания цепи планарного фотодиода.

ную цепь с батареей конденсаторов посредством коаксиальных токовводов, выходящих за пределы вакуумной камеры и разделенных капролоновым изолятором, к которым батарея конденсаторов подключалась с помощью системы параллельных коаксиальных кабелей. Инициирование разряда осуществлялось с помощью инъекции в межэлектродное пространство форплазмы от четырех вспомогательных слаботочных источников эрозионного типа, расположенных вокруг оси разряда (рис. 1).

Амплитуда первого импульса тока в разряде, вблизи максимума которого происходило формирование источников коротковолнового электромагнитного излучения, составляла 100 кА при зарядном напряжении батареи конденсаторов 10 кВ.

Время достижения максимума тока от момента фиксируемого начала протекания тока между катодом и анодом составляло 1.0 мкс.

Емкость кабелей, используемых для подключения электродного узла (токовводов и электродов) к батарее конденсаторов, не превышала 0.04% от емкости конденсаторной батареи. Емкость электродного узла, согласно проведенным оценкам, была значительно меньше емкости кабелей. Таким образом, параметры тока, протекающего при замыкании межэлектродного промежутка плазмой разряда, т.е. его период и с хорошей точностью амплитуда первого импульса, определялись индуктивностью контура и емкостью конденсаторной батареи, так как омическое

сопротивление контура много меньше его волнового сопротивления.

По сути, систему коаксиальных кабелей мы можем рассматривать как формирующую линию с распределенными емкостью и индуктивностью, по которой электромагнитная волна распространяется со скоростью

$$V_{\text{wave}} = c/(\epsilon)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость изолятора, разделяющего в кабеле жилу и оплетку ( $\epsilon = 2.3$  для полиэтилена). В нашем случае  $V_{\text{wave}} = 2 \cdot 10^8$  м/с.

Контроль режима разряда осуществлялся с помощью пояса Роговского в режиме трансформатора тока и вакуумного бипланарного фотодиода, регистрирующего динамику вакуумного ультрафиолетового излучения и мягкого рентгеновского излучения, испускаемого разрядом. Свидетельством режима пинчевания являлось появление провала на кривой разрядного тока (так называемой “особенности”) вблизи его максимума. Регистрация импульса вакуумного ультрафиолетового излучения и мягкого рентгеновского излучения, синхронного с “особенностью” сигнала с пояса Роговского, свидетельствовало о развитии процесса пинчевания вплоть до образования микропинча, т.е. объекта, размеры которого измеряются микронами.

Конструктивная основа фотодиода – вакуумный высокочастотный электрический разъем марки ВРГ. Фотокатод диаметром 10 мм, изготовленный из алюминия, прикреплен на тугой посадке к центральному токовводу разъема. На внешний токоввод разъема навинчена медная втулка, на которой закреплен сетчатый анод с размером ячейки 0.5 мм и пропускатием 0.95. Расстояние между анодом и катодом 1 мм. На катод подается отрицательный потенциал 0.8–1.5 кВ от источника высоковольтного стабилизированного напряжения. Емкость величиной 2200 пФ отделяет регистрирующую аппаратуру – осциллограф – от высоковольтной цепи питания. Падающее на фотокатод излучение вызывает появление тока фотоэлектронов, ускоряемых приложенным к катоду электрическим полем, а индуцированный ток протекает по цепи, образованной разделительной емкостью и нагрузочным сопротивлением величиной 50 Ом. На нагрузочном сопротивлении формируется регистрируемый импульс напряжения.

Исследование пространственной структуры источников рентгеновского излучения в разряде осуществлялось с помощью камеры-обскуры, которая размещалась за пределами вакуумной камеры. Излучение выводилось из вакуумной камеры через бериллиевое окно толщиной 100 мкм в толстостенном металлическом фланце. Формирующим изображением объективом служило отверстие

диаметром 0.2 мм, выполненное в свинцовой фольге толщиной 0.2 мм, используемой в качестве поглощающей диафрагмы. Изображение фиксировалось на медицинской рентгеновской фотопленке, которую защищал от подсветки в видимом диапазоне спектра экран, проницаемый для рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda < 0.3$  нм и непроницаемый для излучения оптического диапазона. Изображения, получаемые с помощью камеры-обскуры, одновременно позволяли контролировать характер разряда. Развитие процесса пинчевания вплоть до формирования микронных размеров перетяжки плазменного канала тока в разряде, т.е. образования микропинча (размер которого, заметим, много меньше диаметра отверстия в диафрагме), приводило к появлению на обскурограмме характерного яркого изображения отверстия в диафрагме, часто называемого изображением “горячей точки”.

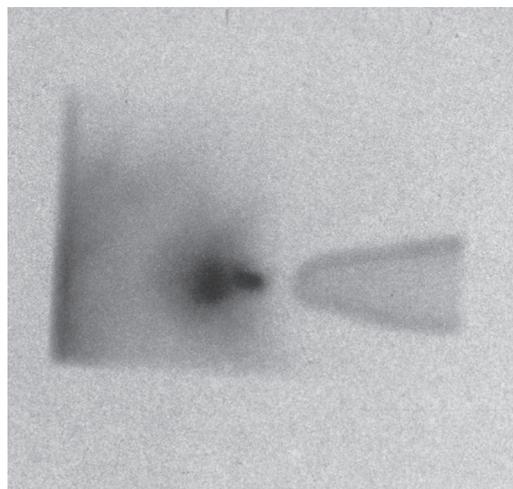
Регистрация сигналов с пояса Роговского и вакуумного бипланарного фотодиода показала, что развитие процесса пинчевания вплоть до образования микропинча устойчиво осуществляется в разряде, реализуемом на описанном выше экспериментальном стенде (в течение первой четверти периода протекания разрядного тока, а точнее, вблизи момента достижения максимума тока, т.е. заведомо до момента реперолюсовки электродов). Впрочем, данное обстоятельство было нами установлено и подтверждено неоднократно ранее, в том числе и с помощью дополнительных средств диагностики [1–4].

На рис. 2 представлена рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, полученная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренним электродом служил анод, а внешним – катод, длина формирующей линии 1 м. Наблюдается формирование микропинча, регистрируемого в виде “горячей точки”, т.е. практически точечного источника рентгеновского излучения. Кроме того, наблюдается свечение в вышеуказанном рентгеновском диапазоне спектра поверхности внутреннего электрода и периферийной плазмы за пределами области перетяжки в пространстве между микропинчем и внутренним электродом. Можно отметить присутствие относительно яркого и локального источника рентгена размером ~500 мкм на поверхности внутреннего электрода в области пересечения поверхности с осью разряда.

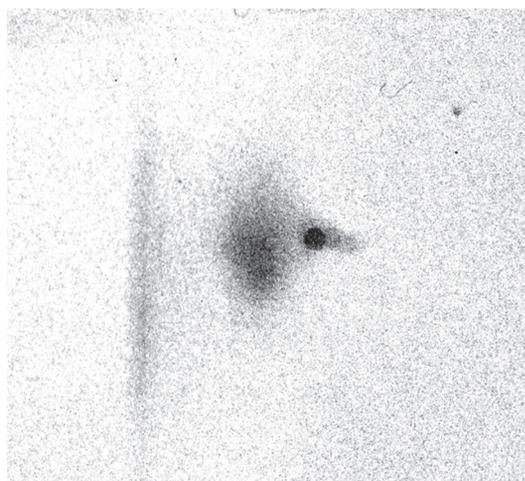
На рис. 3 представлена рентгеновская обскурограмма, полученная при аналогичной поляризации электродов, но при длине формирующей линии 2 м. В этом случае, помимо свечения поверхности внутреннего электрода, микропинча и периферийной плазмы, наблюдается свечение поверхности внешнего электрода.



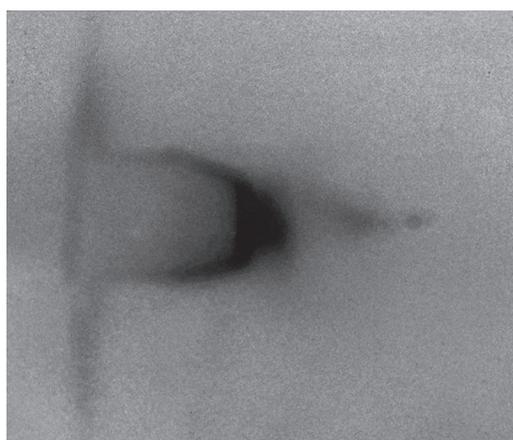
**Рис. 2.** Рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод – анод, внешний электрод – катод, длина формирующей линии 1 м.



**Рис. 3.** Рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод – анод, внешний электрод – катод, длина формирующей линии 2 м.



**Рис. 4.** Рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод – анод, внешний плоский электрод – катод, длина формирующей линии 3 м.



**Рис. 5.** Рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод – анод, внешний плоский электрод, в середине которого имеется металлический выступ, – катод, длина формирующей линии 3 м.

Наконец, на рис. 4, 5 представлены рентгеновские обскурограммы, полученные при увеличении длины формирующей линии до 3 м. В момент инициирования разряда внутренним электродом служил анод, а внешним – катод (на рис. 4 внешний электрод – плоский, а на рис. 5 – на плоской поверхности внешнего электрода имеется заостренный выступ (наконечник)). Аналогичное изображение формируется при длине формирующей линии 1 м и в случае, когда внутренний электрод – катод, а внешний – анод. Наблюдается свечение микропинча, периферийной плазмы,

набегающей на внешний электрод, и поверхности самого внешнего электрода, а вот свечения внутреннего электрода и плазмы, расположенной между микропинчем и внешним электродом, не наблюдается.

Регистрируемый с временным разрешением спектр тормозного рентгеновского излучения демонстрирует, что формирование микропинча в области перетяжки сопровождается развитием ускорительных процессов, т.е. все более заметным становится отклонение распределения электронов от максвелловского под действием квази-

статического электрического поля резистивной природы. Согласно экспериментальным данным, продолжительность развития ускорительных процессов составляет 30 нс [2]. Формирование микропинчевой области в пинчуемом разряде в среде тяжелых элементов при протекающих через перетяжку токах, превышающих критическое значение (для плазмы железа  $\sim 50$  кА), происходит в две стадии. Первоначально, как результат вытекания вещества из перетяжки, происходит первое или магнитогиродинамическое сжатие до радиуса порядка  $10^{-4}$  м. Затем примерно через  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  с за время  $\sim 10^{-10}$  с происходит второе или радиационное сжатие до радиуса  $\sim 10^{-6}$  м, обусловленное лучистыми потерями энергии [1, 2, 4, 7, 8]. Отметим, что зарегистрированная продолжительность развития ускорительных процессов значительно превышает продолжительность второго сжатия и вписывается в продолжительность интервала времени между первым и вторым сжатиями. Оценочный расчет показывает, что по завершении первого сжатия токовая скорость электронов оказывается значительно больше скорости ионного звука, которая примерно равна средней тепловой скорости ионов. В этих условиях в перетяжке должны раскачиваться плазменные колебания и расти омическое сопротивление плазмы за счет рассеяния электронов на них, что приведет к разогреву плазмы, росту кратности ионов, повышению уровня излучательных потерь энергии и увеличению падения потенциала при незначительном изменении тока благодаря значительной индуктивности цепи [9]. Формирующая линия, емкость которой при длине 3 м составляет  $C \approx 10^{-9}$  Ф, шунтирует разряд и замедляет развитие ускорительных процессов, связанных с возрастанием омического сопротивления плазмы и, как следствие, с ростом падения потенциала в области перетяжки.

Авторы работы [10] показали, что в момент достижения локального на временной шкале максимума сжатия сопротивление пинча также максимально. Сопротивление перетяжки в момент максимального сжатия в условиях малости потерь энергии на излучение определяется только температурой плазмы в перетяжке [11]:

$$R_{\text{pinch}} = (5\mu_0 / (8\pi)) [5(Z+1)kT_e / (3M_i)]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $Z$  – средний показатель уровня ионизации атомарных частиц,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T_e$  – электронная температура плазмы в перетяжке,  $M_i$  – масса иона.

В случае же преобладающего влияния радиационных потерь на динамику пинча сопротивление перетяжки определяется из баланса мощности джоулева тепловыделения и излучения:

$$R_{\text{pinch}}^* = P_{\text{rad}} / I^2, \quad (3)$$

где  $P_{\text{rad}}$  – мощность лучистых потерь энергии плазмой перетяжки,  $I$  – сила тока в разряде.

Сопротивление  $R_{\text{pinch}}^*$  может оказаться существенно выше сопротивления, которым обладает перетяжка в случае наличия только потерь из-за вытекания плазмы. Действительно, если оценить величину омического сопротивления для плазмы в рамках приведенной модели, то получим следующие результаты. На стадии существования квазистатического столба плазмы, предваряющей развитие перетяжечной неустойчивости, получим без учета излучательных потерь энергии  $R_{\text{pinch}}^{(0)} = 2 \cdot 10^{-2}$  Ом и с учетом потерь энергии на излучение  $R_{\text{pinch}}^{*(0)} = 2 \cdot 10^{-2}$  Ом. По завершении первого сжатия без учета излучательных потерь энергии получим  $R_{\text{pinch}}^{(1)} = 2 \cdot 10^{-2}$  Ом, а с учетом потерь энергии на излучение –  $R_{\text{pinch}}^{*(1)} = 10^{-1}$  Ом. На стадии завершения второго сжатия получим соответственно  $R_{\text{pinch}}^{(2)} = 3 \cdot 10^{-2}$  Ом и  $R_{\text{pinch}}^{*(2)} = 10$  Ом. При токе  $I = 10^5$  А напряжение резистивного электрического поля в микропинче достигает  $\sim 10^4$  В в первом и  $\sim 10^6$  В во втором сжатии [11].

Анализ экспериментально наблюдаемой пространственной структуры источников рентгеновского излучения (см. рис. 2–5), основанный на вышеизложенных экспериментальных данных и результатах теоретического моделирования, наталкивает на следующие выводы. По-видимому, в интервале между первым и вторым сжатиями происходят зарядка формирующей линии и задержка развития ускорительных процессов в плазме на промежуток времени  $\sim 10, 20$  и  $30$  нс в зависимости от длины формирующей линии. Задержка появления электрического поля резистивной природы по отношению к динамике плазмы в перетяжке изменяет условия распространения ускоренных электронов. Они могут быть связаны, например, с формированием направленного потока плазмы, движущегося вдоль оси разряда. Имеются экспериментальные свидетельства того, что область формирования микропинча движется вдоль оси разряда от внутреннего электрода к внешнему и, кроме того, осевой поток вытекающей из перетяжки плазмы имеет в направлении внешнего электрода заметно большую скорость, чем в противоположном (в направлении внутреннего электрода) [12–14]. Скорость истечения плазмы из перетяжки в направлении внешнего электрода может достигать числа Маха, равного 3–4 [11]. Можно предположить, что на стадии перехода от первого ко второму сжатию формируется поток плазмы, который уносит “горячие”, т.е. ускоренные в электрическом поле резистивной природы, но замагниченные электроны в направлении от внутреннего к внешнему электроду, независимо от полярности

электродов, если только процесс ускорения задержан до момента, когда исчезает возможность “убегания” электронов в приосевой области минимума магнитного поля. В рамках изложенных предположений мы можем дать следующее объяснение полученным с помощью рентгеновской камеры-обскуры изображениям разряда. На рис. 2, который соответствует ситуации с задержкой процесса ускорения электронов на  $\sim 10$  нс (длина формирующей линии 1 м), мы наблюдаем свидетельство “убегания” электронов в приосевой области — это локальный источник рентгена на вершине внутреннего электрода [15]. На рис. 3 подобный объект уже не наблюдается, но в то же время в результате эмиссии рентгеновского излучения из плазмы разряда обнаруживает себя поток “горячих” электронов и плазмы, распространяющийся в направлении внешнего электрода. А вот поток плазмы в направлении внутреннего электрода себя не обнаруживает, хотя мы можем наблюдать следы бомбардировки внутреннего электрода “горячими” электронами по его свечению в рентгеновском диапазоне спектра. Следовательно, через  $\sim 20$  нс (длина формирующей линии 2 м) после включения механизма ускорения электронов осевой поток плазмы в направлении внешнего электрода уже существует, а убегание электронов в приосевой области становится невозможным. Вероятно, последнее обстоятельство свидетельствует о том, что убеганию электронов в приосевой области препятствует раскачка плазменных колебаний. Изображения на рис. 4 и 5 (задержка процесса ускорения электронов  $\sim 30$  нс при длине формирующей линии 3 м) демонстрируют, что действие потока плазмы на “горячие” электроны исключает их попадание на внутренний электрод.

Исследование динамики температуры плазмы разряда, основанное на измерениях с достаточно высоким временным разрешением спектральных характеристик тормозного рентгеновского излучения плазмы разряда, показывает, что на стадии перехода от первого ко второму сжатию распределение электронов по энергиям может быть представлено в двухтемпературном приближении. Другими словами, в плазме разряда существуют две компоненты электронной составляющей, которые можно условно назвать холодной и горячей. Температура горячей компоненты на стадии перехода от первого ко второму сжатию достигает  $\sim 10$  кэВ, температура холодной компоненты  $\sim 2$  кэВ [2]. Электропроводность плазмы будет определяться температурой горячей компоненты и составит [16]:

$$\sigma = 2 \cdot 10^{-2} T_e^{3/2} / (\Lambda Z) \approx 3 \cdot 10^8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}, \quad (4)$$

где  $T_e \approx 10$  кэВ  $\approx 10^8$  К — максимальная температура горячей электронной компоненты,  $\Lambda \approx 10$  — ку-

лоновский логарифм,  $Z \approx 10$  — средний заряд иона.

При длительности рассматриваемой стадии  $\tau \leq 3 \cdot 10^{-8}$  с, характерном масштабе перемещений плазмы  $s \approx 10^{-4}$  м, соответствующем величине порядка радиуса перетяжки в первом сжатии, выполняется соотношение:

$$s \gg [\tau / (\mu_0 \sigma)]^{1/2}, \quad (5)$$

которое является условием вмороженности магнитного поля. Таким образом, формирование в перетяжке направленного потока плазмы может приводить к искажению картины силовых линий магнитного поля, увлекаемых плазменным потоком. Ускоренные электроны с энергиями порядка  $10^5$  эВ, как нетрудно убедиться, замагничены (кроме приосевой области [16]):

$$r_L \approx 10^{-5} \text{ м} \ll s \approx 10^{-4} \text{ м}, \quad \lambda \approx 10^{-1} \text{ м}. \quad (6)$$

Здесь  $r_L$  — ларморовский радиус быстрого электрона;  $\lambda \approx v_e \tau_{ei}$  — длина свободного пробега электрона в плазме, где  $v_e$  и  $\tau_{ei}$  — соответственно скорость и среднее время между столкновениями электрона с ионами, причем последняя величина оценивается как [17]:

$$\tau_{ei} \approx 4.5 \cdot 10^{-2} T_e^{3/2} / (Z n_e), \quad (7)$$

где в качестве  $T_e \approx 10^5$  эВ  $\approx 10^9$  К берется средняя кинетическая энергия ускоренных электронов;  $Z \approx 10$ ;  $n_e \approx 10^{20}$  см $^{-3}$  — электронная концентрация плазмы после первого сжатия. Увлечение силовых линий магнитного поля потоком плазмы, в свою очередь, приведет к увлечению потоком плазмы замагниченных ускоренных электронов высших энергий.

На какой стадии развития перетяжки происходит формирование осевого потока плазмы в направлении внешнего электрода? Судя по изображениям на полученных рентгеновских обскурорамах, формирование осевого потока плазмы начинается в промежутке времени между первым и вторым сжатиями примерно через 10 нс или несколько больше после включения механизма ускорения для электронов в электрическом поле резистивной природы. Через  $\sim 30$  нс после включения механизма ускорения поток сформирован. Продолжительность процесса ускорения электронов, согласно выполненным на этом же экспериментальном стенде измерениям, составляет  $\sim 30$  нс [2]. Можно сделать вывод, что формирование потока плазмы в направлении внешнего электрода начинается после разогрева плазмы в перетяжке, образовавшейся в первом сжатии, до температуры, при которой становится возможным переход ко второму (радиационному) сжатию. Вероятно, в процессе сжатия, которое идет с нарастающей скоростью, перетяжка скользит вдоль оси разряда в направлении от внутреннего

к внешнему электроду и выполняет роль поршня, увлекающего плазму в канале тока в том же направлении.

Таким образом, использование комбинированного источника тока в виде параллельно включенных батареи конденсаторов и формирующей линии переменной длины позволило обнаружить ранее не описанное в литературе явление. При использовании формирующей линии достаточной протяженности наблюдается поток высокоэнергетичных электронов с энергией  $\geq 10^4$  эВ на частицу, распространяющийся в направлении внешнего электрода, независимо от полярности электродов. Основываясь на результатах проведенных экспериментов и проделанных численных оценок, авторы делают вывод о том, что наличие формирующей линии задерживает процесс ускорения электронов в квазистатическом электрическом поле резистивной природы в области перетяжки на стадии перехода к радиационному сжатию и приводит к опережающему формированию анизотропного осевого плазменного потока. Направление распространения потока высокоэнергетичных электронов определяется вмороженностью силовых линий магнитного поля в плазменный поток и замагниченностью ускоренных до высоких энергий электронов.

Изображения, полученные путем визуализации пространственной структуры излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы разряда, убедительно демонстрируют, что в процессе пинчевания формируется приосевой поток плазмы, направленный от внутреннего электрода к внешнему.

Еще один вывод, который позволяют сделать полученные результаты, состоит в том, что развитие ускорительных процессов в электрическом поле резистивной природы начинается еще до осуществления второго сжатия, вопреки устоявшейся точке зрения. Традиционная версия механизма формирования потока быстрых электронов в микропинчевом разряде предполагает их ускорение в электрическом поле, генерируемом вследствие развития аномального сопротивления плазмы при обрыве перетяжки в результате радиационного сжатия [18–20]. Следовательно, получает подтверждение версия авторов о возможности осуществления кулоновского взрыва в микропинче на стадии перехода от первого ко второму сжатию, т.е. до осуществления радиационного сжатия [21].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Веретенников В.А., Полухин С.Н., Семенов О.Г., Сидельников Ю.В.* // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 6. С. 1199.
2. *Аверкиев В.В., Долгов А.Н., Ляпидевский В.К., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 6. С. 724.
3. *Гулин М.А., Долгов А.Н., Кириченко Н.Н., Савелов А.С.* // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 10. С. 1309.
4. *Долгов А.Н., Ляпидевский В.К., Прохорович Д.Е., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 2. С. 192.
5. *Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е.* // Прикладная физика. 2012. № 1. С. 68.
6. *Веретенников В.А., Долгов А.Н., Канцырев В.Л., Сагаловская О.В., Семенов О.Г.* // Поверхность. 1984. № 4. С. 115.
7. *Блинников С.И., Имшенник В.С.* // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 193.
8. *Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н., Сидельников Ю.В.* // ДАН СССР. 1982. Т. 282. С. 1361.
9. *Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н.* Препринт ИАЭ-3359/6. М., 1980.
10. *Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Rozanova G.A.* // Nucl. Fusion. 1993. V. 33. № 2. P. 311.
11. *Долгов А.Н., Вихрев В.В.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3. С. 290.
12. *Lee T.N.* // Annals of New York Academy of Science. 1975. V. 251. P. 112.
13. *Афонин В.И.* // Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 7. С. 648.
14. *Долгов А.Н.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 539.
15. *Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 3. С. 194.
16. *Козлов Н.П.* Основы физики плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 1997.
17. *Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В.* Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / Под ред. В.А. Курнаева. М.: МИФИ, 2007.
18. *Fukai J., Clothiaux E.J.* // Phys. Rev. Letters. 1975. V. 3–4. № 4. P. 863.
19. *Корон Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В., Сухоруков С.Т.* // УФН. 1979. Т. 129. № 1. С. 87.
20. *Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Мингалеев А.Р., Агафонов А.В., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Ткаченко С.И., Блеснер И.С., Митчелл М.Д., Чандлер К.М., Касси Б.Р., Хаммер Д.А.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 9. С. 816.
21. *Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е.* // Прикладная физика. 2019. № 3. С. 10.

---

---

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА**

---

---

УДК 53.082.5+535.51

**ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ “БЫСТРОЙ”  
ОСИ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ ПЛАСТИНОК**© 2022 г. В. М. Стяпшин<sup>а,\*</sup>, Г. М. Михеев<sup>а,\*\*</sup><sup>а</sup> Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН  
Россия, 426067, Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34

\*e-mail: vms@udman.ru

\*\*e-mail: mikheev@udman.ru

Поступила в редакцию 31.01.2022 г.

После доработки 15.03.2022 г.

Принята к публикации 15.03.2022 г.

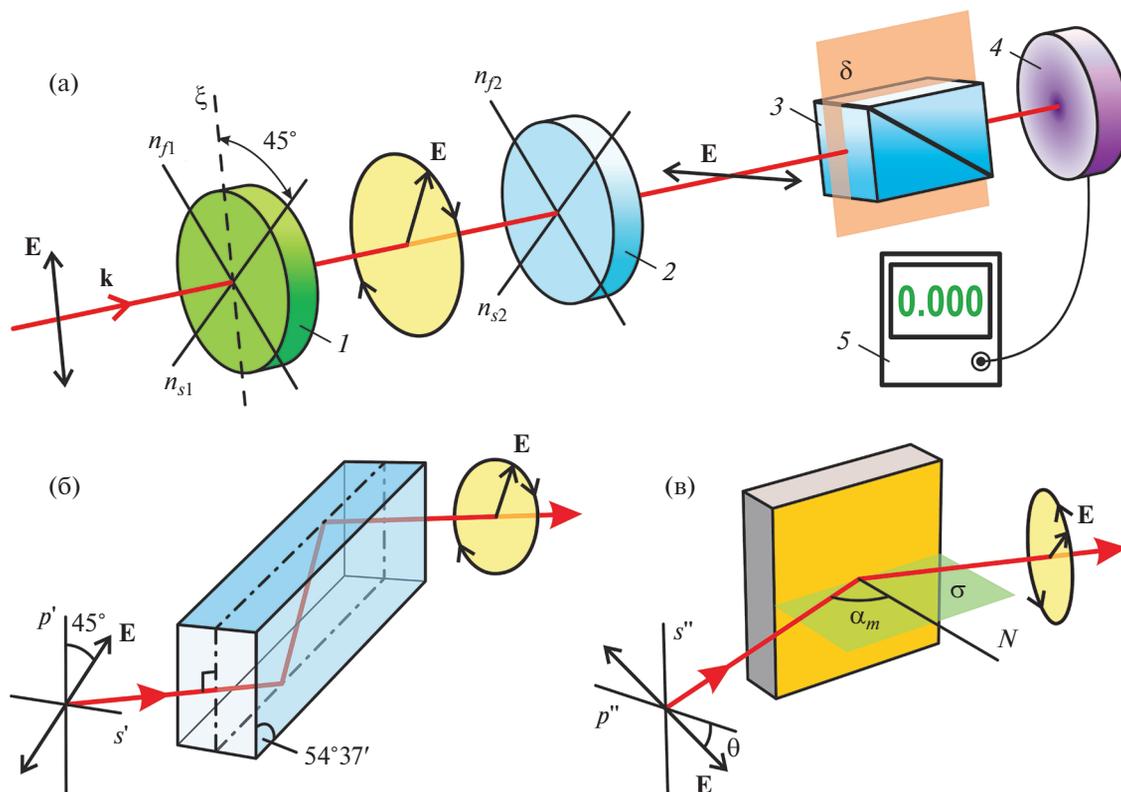
Предложен простой метод определения “быстрой” оси четвертьволновых пластинок, основанный на регистрации возникающих в пленочных структурах поверхностных фототоков, зависящих от направления вращения вектора электрического поля падающего импульсного лазерного излучения. В качестве поляризационно-чувствительных пленочных структур можно использовать серебропалладиевые (Ag/Pd) нанокompозитные пленки, изготовленные по толстопленочной технологии, а также тонкие нанокompозитные пленки CuSe/Se, синтезированные методом вакуумно-термического напыления. Разработанный метод позволяет оперативно определять “быструю” ось четвертьволновых пластинок, работающих в широком диапазоне длин волн, от 266 до 4000 нм, без использования дополнительных оптических приспособлений.

DOI: 10.31857/S0032816222040267

Фазовые четвертьволновые пластинки применяются для прямого и обратного преобразований линейно поляризованного излучения в эллиптически или циркулярно поляризованное. Важным параметром этих пластинок является расположение “быстрой” и “медленной” осей, определяющих направление вращения вектора электрического поля  $\mathbf{E}$  в прошедшем излучении. В тех сферах применения, где направление вращения вектора  $\mathbf{E}$  имеет значение, важно знать, какая из осей четвертьволновой пластинки является “быстрой”, а какая – “медленной”. Обычно производители указывают на готовом изделии “быструю” ось, однако известны случаи, когда в продажу поступали изделия с ошибочно указанными осями. В связи с этим при проведении экспериментов возникает потребность в простом методе для самостоятельного определения осей четвертьволновых пластинок. В данной работе мы представляем метод определения “быстрой” оси четвертьволновых пластинок, принципиально отличающийся от известных методов с использованием поляризационных оптических элементов.

Действие четвертьволновых пластинок основано на эффекте двойного лучепреломления в материалах с показателем преломления, зависящим от поляризации и направления распространения света. Обычно четвертьволновые пластинки изготавливают из одноосных кристаллов, распола-

гая рабочие грани пластинки, через которые вводится и выводится излучение, параллельно оптической оси. В плоскости рабочей грани выделяют две взаимно перпендикулярные оси: обыкновенную и необыкновенную, различающиеся показателями преломления. При этом необыкновенная ось совпадает с оптической осью кристалла. Для удобства вместо обыкновенной и необыкновенной осей различают соосные им, в зависимости от материала пластинки, “быструю” и “медленную” оси. Нормально падающее линейно поляризованное излучение распространяется внутри четвертьволновой пластинки в виде двух взаимно перпендикулярных волн, колебания вектора  $\mathbf{E}$  в которых происходят вдоль “быстрой” и “медленной” осей с амплитудами, равными проекциям вектора  $\mathbf{E}$  входящей в пластинку волны на направления указанных осей. Термины “быстрая” и “медленная” определяются исходя из фазовой скорости света в кристалле, определяемой по формуле  $v = c/n$ , где  $c$  – скорость света в вакууме, а  $n$  – показатель преломления кристалла в плоскости колебаний вектора  $\mathbf{E}$ . Для волны, поляризованной вдоль “быстрой” оси, пластинка имеет меньший показатель преломления, чем для волны, поляризованной вдоль “медленной” оси, поэтому фазовая скорость первой волны больше. При распространении между двумя волнами возникает фазовый сдвиг, который на выходе из пла-



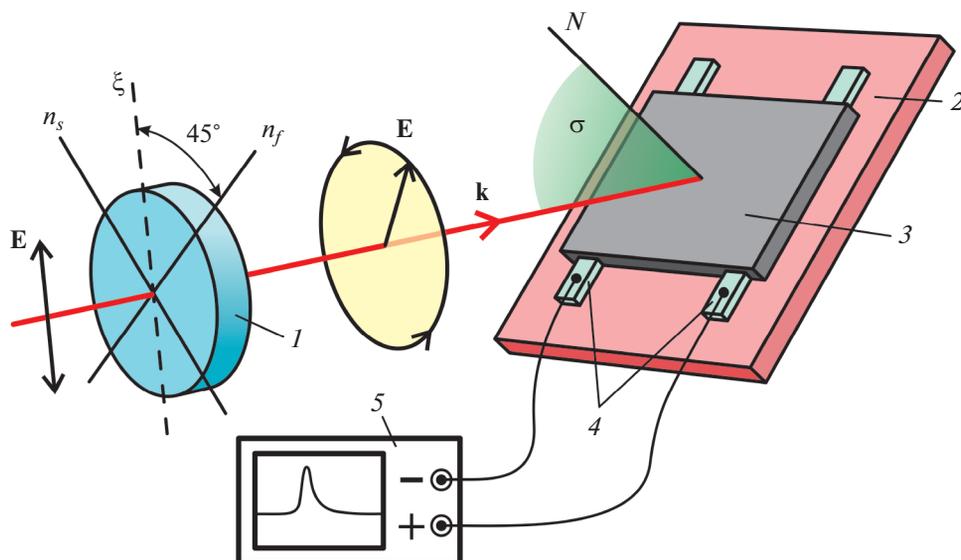
**Рис. 1.** Метод определения “быстрой” оси четвертьволновой пластинки при помощи эталонной четвертьволновой пластинки (а) и преобразование линейно поляризованного излучения в циркулярно поляризованное при помощи ромба Френеля (б) и металлического зеркала (в). 1 и 2 – эталонная и проверяемая четвертьволновые пластинки соответственно; 3 – анализатор; 4 – фотоприемник; 5 – электроизмерительное устройство;  $n_{f1}$  и  $n_{f2}$ ,  $n_{s1}$  и  $n_{s2}$  – “быстрые” и “медленные” оси эталонной и проверяемой четвертьволновых пластинок соответственно;  $\delta$  – плоскость пропускания анализатора;  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{E}$  – соответственно волновой и электрический векторы падающего излучения ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{k} \perp \xi$ ,  $\xi$  лежит в плоскости  $\delta$ ); штрихпунктирной линией обозначена плоскость симметрии ромба Френеля;  $p'$  и  $s'$  – оси прямоугольной системы координат, направленные перпендикулярно лучу вдоль и поперек плоскости симметрии ромба Френеля соответственно;  $N$  – нормаль к поверхности зеркала;  $\sigma$  – плоскость падения луча на зеркало;  $\alpha_m$  – главный угол падения;  $p''$  и  $s''$  – оси прямоугольной системы координат, направленные перпендикулярно лучу вдоль и поперек плоскости  $\sigma$  соответственно;  $\theta$  – угол между вектором  $\mathbf{E}$  и плоскостью  $\sigma$ .

стинки составляет четверть длины волны, что приводит в общем случае к преобразованию линейно поляризованного излучения в излучение с эллиптической поляризацией. Излучение, поляризованное по биссектрисе между “быстрой” и “медленной” осями, приобретает циркулярную поляризацию, а поляризованное параллельно одной из этих осей – остается линейно поляризованным. При этом направление вращения вектора  $\mathbf{E}$  выходящего излучения зависит от знака фазового сдвига, определяемого взаимным расположением осей четвертьволновой пластинки и плоскости поляризации падающего на нее излучения. Если при взгляде со стороны источника излучения и мысленном повороте плоскости поляризации падающего на пластинку излучения по часовой стрелке первой встречается “быстрая” ось, то из-

лучение на выходе будет поляризовано вправо, а если “медленная” – влево<sup>1</sup>.

Определить “быструю” ось можно различными методами, например, при помощи эталонной четвертьволновой пластинки с известной ориентацией осей, анализатора и фотоприемника (рис. 1а). Для этого линейно поляризованное излучение следует преобразовать в циркулярно поляризованное при помощи эталонной пластинки, работающей на одной длине волны с проверяемой. Плоскость пропускания анализатора следует расположить параллельно плоскости поляризации падающего на эталонную пластинку излучения, а

<sup>1</sup> В данной работе поляризация считается правой или левой, когда наблюдателю, смотрящему навстречу световому лучу, кажется, что конец электрического вектора описывает эллипс, двигаясь по часовой или против часовой стрелки соответственно.



**Рис. 2.** Схема регистрации циркулярного фототока. 1 – четвертьволновая пластинка; 2 – диэлектрическая подложка; 3 – проводящая пленка, обладающая свойством генерации циркулярного фототока; 4 – измерительные электроды; 5 – осциллограф;  $n_f$  и  $n_s$  – “быстрая” и “медленная” оси четвертьволновой пластинки соответственно;  $N$  – нормаль к поверхности пленки;  $\sigma$  – плоскость падения;  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{E}$  – соответственно волновой и электрический векторы падающего излучения ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{k} \perp \xi$ ,  $\xi$  лежит в плоскости  $\sigma$ ); измерительные электроды параллельны  $\sigma$ .

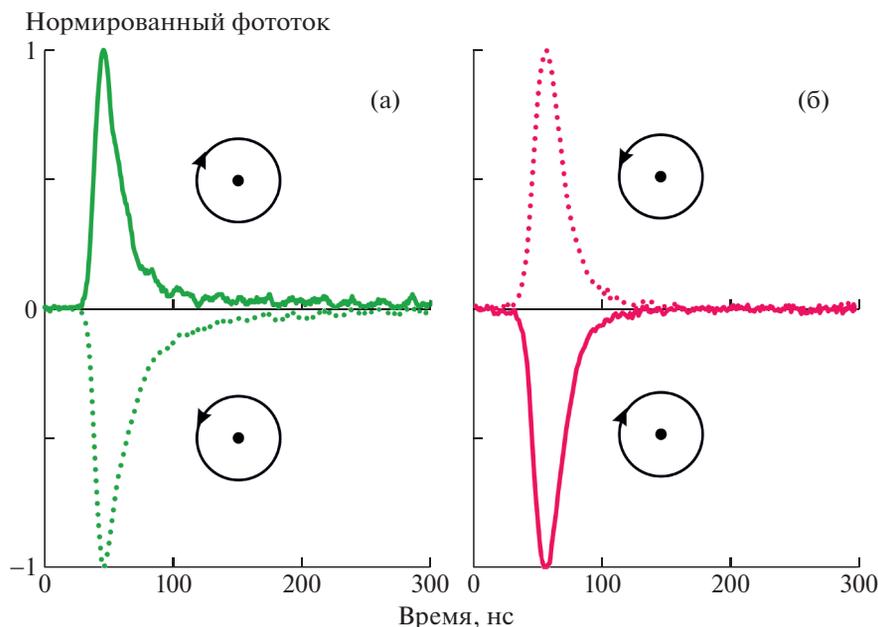
проверяемую пластинку установить перед анализатором так, чтобы сигнал на его выходе обратился в нуль. В таком положении обе пластинки совместно действуют как одна полуволновая и их “быстрые” оси параллельны.

При отсутствии эталонной четвертьволновой пластинки преобразовать линейно поляризованное излучение в циркулярно поляризованное можно при помощи ромба Френеля (рис. 1б). Для этого плоскость поляризации излучения, нормально падающего на входную грань ромба, следует установить под углом  $45^\circ$  к плоскости его симметрии [1]. Далее плоскость пропускания анализатора устанавливают параллельно плоскости поляризации падающего на ромб излучения, а проверяемую пластинку размещают между ромбом и анализатором так, чтобы сигнал на выходе из анализатора обратился в нуль. В таком положении “быстрая” ось проверяемой четвертьволновой пластинки окажется параллельной плоскости симметрии ромба Френеля.

Вместо ромба Френеля или эталонной четвертьволновой пластинки можно также использовать металлическое зеркало. При падении линейно поляризованного излучения на поверхность зеркала под определенным углом  $\alpha_m$  (рис. 1в), называемым главным углом падения, между  $p$ - и  $s$ -компонентами поляризации отраженного излучения возникает разность фаз в четверть длины волны, а вектор  $\mathbf{E}$  описывает эллипс, полуоси которого совпадают с  $p$ - и  $s$ -направлениями (вдоль и поперек плоскости падения  $\sigma$  соответственно)

[2]. При этом отраженное излучение будет поляризовано по кругу, если плоскость поляризации падающего на металлическое зеркало излучения составляет с плоскостью падения угол  $\theta$ , тангенс которого равен отношению коэффициентов отражения  $p$ - и  $s$ -компонент [2]. Полученное при помощи металлического зеркала циркулярно поляризованное излучение следует пропустить через анализатор, плоскость пропускания которого установлена под углом  $45^\circ$  к плоскости падения на зеркало линейно поляризованного излучения и под наименьшим углом к плоскости поляризации последнего. Установив проверяемую четвертьволновую пластинку перед анализатором так, чтобы сигнал на его выходе обратился в нуль, найдем “быструю” ось пластинки: она окажется параллельна зеркалу. Следует отметить, что на длине волны 532 нм углы  $\alpha_m$  и  $\theta$ , согласно справочным данным, для золота составляют  $69^\circ$  и  $33^\circ$ , а для серебра –  $75^\circ$  и  $44^\circ$  соответственно. При этом в инфракрасной области с увеличением длины волны угол  $\alpha_m$  приближается к  $90^\circ$ , и получение циркулярной поляризации становится возможным только при многократном отражении.

Во всех рассмотренных методах для определения “быстрой” оси четвертьволновых пластинок используются поляризационные оптические приспособления. Они имеют ограничения по ширине рабочего спектра и нуждаются в определенной юстировке при применении. Также для индикации прошедшего через анализатор излучения за пре-



**Рис. 3.** Нормированные на пиковые значения осциллограммы фототока, полученные при наклонном облучении импульсным циркулярно поляризованным лазерным излучением нанокompозитной Ag/Pd-пленки на длине волны 532 нм (а) и нанокompозитной пленки CuSe/t-Se на длине волны 1064 нм (б). На вставках показано направление вращения вектора электрического поля в падающем излучении.

делами видимого диапазона требуются соответствующие фотоприемники.

Предлагаемый фотовольтаический метод определения “быстрой” оси позволяет отказаться от поляризационной оптики и фотоприемников. Он основан на применении специальных пленочных структур, обладающих свойством генерации фототока, зависящего от знака циркулярной поляризации падающего излучения.

В работах [3–5] нами было показано, что при наклонном падении на нанокompозитную Ag/Pd-пленку импульсного циркулярно поляризованного лазерного излучения (рис. 2) в ней возникает импульсный поперечный фототок (фотоэдс), протекающий в направлении, перпендикулярном плоскости падения, в широком диапазоне длин волн. Амплитуда фототока линейно зависит от энергии падающего излучения, а полярность определяется направлением вращения вектора  $\mathbf{E}$  и знаком угла падения. Такой фототок называется циркулярным. При нормальном падении он отсутствует. Наблюдаемое явление нашло объяснение в рамках теории эффекта увлечения и поверхностного фотогальванического эффекта [6, 7].

Для примера на рис. 3а представлены нормированные на пиковые значения осциллограммы фототока, возникающего в нанокompозитной Ag/Pd-пленке при наклонном облучении (под углом 45°) импульсным циркулярно поляризованным лазерным излучением с длиной волны 532 нм. На вставках показано соответствующее направление вра-

щения вектора  $\mathbf{E}$  в падающем излучении. Фототок возбуждался и регистрировался по схеме, представленной на рис. 2. Энергия лазерных импульсов длительностью 13.5 нс составляла 1.4 мДж. В качестве регистрирующего устройства использовался цифровой осциллограф с входным сопротивлением 50 Ом и полосой пропускания 7 ГГц.

Согласно рис. 3а, при воздействии на Ag/Pd-пленку лазерного излучения, циркулярно поляризованного вправо, электрический сигнал, регистрируемый осциллографом, имеет положительную полярность, а для излучения, поляризованного влево, – отрицательную. Нами установлено, что такое соответствие характерно для всего диапазона длин волн от 266 до 4000 нм. Учитывая, что направление вращения вектора  $\mathbf{E}$  на выходе из четвертьволновой пластинки определяется взаимным расположением осей пластинки и плоскости поляризации падающего на нее излучения, можно установить однозначное соответствие между полярностью регистрируемого в Ag/Pd-пленке электрического сигнала и положением “быстрой” оси четвертьволновой пластинки. Если полярность сигнала положительная, то “быстрая” ось встречается первой при взгляде со стороны источника излучения и мысленном повороте плоскости поляризации падающего на пластинку излучения по часовой стрелке (см. рис. 2). В случае отрицательного сигнала “быстрая” ось встречается первой при повороте против часовой стрелки.

Следует отметить, что технология получения Ag/Pd-пленок известна [8, 9]. В наших экспериментах использовались Ag/Pd-пленки размером  $12.5 \times 11$  мм, полученные по стандартной толсто пленочной технологии путем вжигания резистивной серебро-палладиевой пасты на керамическую подложку. В состав пасты входили следующие компоненты:  $\text{Ag}_2\text{O}$  – 17.78 вес.%, Pd – 18.05 вес.%, стекло свинцовоборосиликатное – 44.17 вес.%, органическое связующее – 20 вес.%. Пасту вжигали поверх двух предварительно сформированных на подложке параллельных пленочных серебряных измерительных электродов шириной 2 мм. Вжигание осуществлялось в конвейерной печи по стандартному температурному профилю при максимальной температуре  $560^\circ\text{C}$  в течение 40 мин. В результате этого процесса, при котором органическое связующее испаряется и сгорает, палладий вступает в химическую реакцию с оксидом серебра и кислородом воздуха, а расплавленное стекло смачивает образовавшиеся продукты реакции, были получены механически прочные пленки толщиной около 10 мкм с квазиоднородным распределением нанокристаллитов металлического твердого раствора Ag/Pd и полупроводникового PdO в аморфной диэлектрической стеклянной матрице [10]. Сопротивление постоянному току между измерительными электродами после нанесения пленок составило около 70 Ом.

Заметим, что при относительной простоте изготовления Ag/Pd-пленок, их высокой прочности и износостойкости коэффициент преобразования энергии лазерных импульсов в фототок в них относительно мал и составляет около 0.07 А/Дж [3], а входящий в состав палладий имеет высокую стоимость.

В то же время существуют другие материалы, в которых возможна генерация циркулярного фототока [11–13]. В частности, нами установлено, что циркулярный фототок способен возникать в тонких стехиометрических пленках селенида меди CuSe [14] и в тонких нанокompозитных пленках CuSe/Se [15] под действием наносекундных и фемтосекундных лазерных импульсов. Как показывают наши исследования, коэффициент преобразования энергии лазерных импульсов в циркулярный фототок в тонких пленках на основе CuSe может быть более чем на один порядок выше, чем в Ag/Pd-пленках. При этом генерация циркулярного фототока в тонких пленках на основе CuSe находится в качественном согласии с теорией генерации фототока за счет циркулярного поверхностного фотогальванического эффекта [14].

На рис. 3б представлены нормированные на пиковые значения осциллограммы фототока, экспериментально полученные нами при облучении циркулярно поляризованным импульсным лазерным излучением с длиной волны 1064 нм

тонкой нанокompозитной пленки, состоящей из кристаллических фаз CuSe и тригонального селена *t*-Se. Облучение осуществлялось под углом  $45^\circ$  по представленной на рис. 2 схеме при длительности и энергии лазерных импульсов 20 нс и 0.3 мДж соответственно. Согласно рис. 3б, полярность циркулярного фототока в нанокompозитной пленке CuSe/*t*-Se на длине волны 1064 нм имеет обратную зависимость от направления вращения вектора **E** в падающем излучении по сравнению с Ag/Pd-пленкой.

Примечательно, что технология изготовления тонких пленок CuSe/Se проста. Однако эти пленки обладают гораздо меньшей износостойкостью (легко царапаются мягкими материалами, например, ватным тампоном). В наших экспериментах тонкие пленки CuSe и CuSe/Se синтезировались вакуумно-термическим напылением на стеклянную подложку при последовательном распылении гранул Se и Cu в едином вакуумном цикле [15]. Для этого использовался универсальный вакуумный пост ВУП-5. В экспериментах подложка размером  $15 \times 35$  мм находилась при комнатной температуре и располагалась перпендикулярно к направлению движения напыляемых частиц. Расстояние от испарителя до подложки составляло 120 мм. Давление в вакуумной камере равнялось  $10^{-3}$  Па. Горячие пары и кластеры меди, попадая на легкоплавкий селен, вступали с ним в химическую реакцию, образуя поверх слоя селена слой селенида меди. Меняя соотношения навесок Se и Cu в испарителе, можно было получать стехиометрические пленки CuSe или нанокompозитные пленки CuSe/*a*-Se, состоящие из нанокристаллитов CuSe и аморфного селена *a*-Se. Для перевода *a*-Se в кристаллическую форму *t*-Se осуществлялся отжиг полученной нанокompозитной пленки CuSe/*a*-Se при температуре  $140^\circ\text{C}$  в течение 30 мин. Для регистрации фототока вдоль коротких сторон подложки на пленку были нанесены два параллельных тонкопленочных измерительных электрода из золота шириной 5 мм. Варьируя навеску испаряемых материалов Se и Cu, мы по данной методике получили сплошные нанокompозитные пленки CuSe/Se толщиной от 40 до 250 нм. При этом сопротивление постоянному току между измерительными электродами находилось в пределах от 30 до 100 Ом.

Как отмечалось ранее, для регистрации импульсов фототока наносекундной длительности, возникающих в поляризационно-чувствительных пленочных структурах, использовался цифровой осциллограф. Согласно разработанной методике, для определения “быстрой” оси четвертьволновой пластинки достаточно информации о полярности всего одного импульса циркулярного фототока, полученного за одну вспышку импульсного лазерного источника. Это означает, что цифровой осциллограф может быть с успехом заменен на

простое электронное устройство, позволяющее определять полярность электрических импульсов наносекундной длительности, возникающих в пленочной структуре.

Таким образом, в работе предложен и реализован метод, позволяющий осуществить оперативное определение “быстрой” оси четвертьволновой пластинки с помощью поляризационно-чувствительных пленочных структур, генерирующих электрические импульсы противоположной полярности при лево- и право-циркулярно поляризованной импульсной лазерной накачке. В качестве поляризационно-чувствительных структур могут быть использованы нанокompозитные Ag/Pd-пленки, изготавливаемые по толстопленочной технологии, а также тонкие пленки на основе CuSe, синтезируемые методом вакуумно-термического напыления. С применением разработанной методики возможно оперативное определение “быстрой” оси различных четвертьволновых пластинок, работающих в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном оптическом диапазонах.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

При выполнении исследований использовалось оборудование ЦКП “Центр физических и физико-химических методов анализа, исследования свойств и характеристик поверхности, наноструктур, материалов и изделий” УдмФИЦ УрО РАН.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (№ гос. рег. 1021032422167-7-1.3.2) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00112).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. С. 62.
2. Борбат А.М., Горбань И.С., Охрименко Б.А. Оптические измерения. Киев: Техника, 1967. С. 326.
3. Михеев Г.М., Саушин А.С., Зонов Р.Г., Стяшин В.М. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 10. С. 37.
4. Михеев Г.М., Саушин А.С., Ванюков В.В. // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. № 7. С. 635. <https://doi.org/10.1070/QE2015v045n07ABEH015783>
5. Mikheev G.M., Saushin A.S., Vanyukov V.V., Mikheev K.G., Svirko Y.P. // Nanoscale Res. Lett. 2017. V. 12. P. 39. <https://doi.org/10.1186/s11671-016-1771-4>
6. Gurevich V.L., Laiho R. // Phys. Solid State. 2000. V. 42. № 10. P. 1807. <https://doi.org/10.1134/1.1318868>
7. Saushin A.S., Mikheev G.M., Vanyukov V.V., Svirko Y.P. // Nanomaterials. 2021. V. 11. № 11. P. 2827. <https://doi.org/10.3390/nano11112827>
8. Wang S.F., Dougherty J.P., Huebner W., Pepin J.G. // J. Am. Ceram. Soc. 1994. V. 77. № 12. P. 3051. <https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1994.tb04549.x>
9. Михеев Г.М., Саушин А.С., Гончаров О.Ю., Дорофеев Г.А., Гильмутдинов Ф.З., Зонов Р.Г. // ФТТ. 2014. Т. 56. № 11. С. 2212.
10. Saushin A.S., Zonov R.G., Aleksandrovich E.V., Mikheev K.G., Ali R., Vanyukov V.V., Mikheev G.M. // Phys. Status Solidi B. 2019. V. 256. № 9. P. 1800671. <https://doi.org/10.1002/pssb.201800671>
11. Glazov M.M., Ganchev S.D. // Phys. Rep. 2014. V. 535. P. 101. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2013.10.003>
12. Kastl C., Karnetzky C., Karl H., Holleitner A.W. // Nat. Commun. 2015. V. 6. P. 6617. <https://doi.org/10.1038/ncomms7617>
13. Zonov R.G., Mikheev G.M., Obratsov A.N., Svirko Y.P. // Opt. Lett. 2020. V. 45. № 7. P. 2022. <https://doi.org/10.1364/OL.391528>
14. Mikheev G.M., Kogai V.Y., Mogileva T.N., Mikheev K.G., Saushin A.S., Svirko Y.P. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. P. 061101. <https://doi.org/10.1063/1.5109069>
15. Mikheev G.M., Kogai V.Y., Mikheev K.G., Mogileva T.N., Saushin A.S., Svirko Y.P. // Mater. Today Commun. 2019. V. 21. P. 100656. <https://doi.org/10.1016/j.mtcomm.2019.100656>

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ  
СПЕКТРОВ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ© 2022 г. И. Г. Григорьева<sup>а</sup>, А. А. Макаров<sup>а</sup>,  
А. Н. Корф<sup>а</sup>, Г. Х. Салахутдинов<sup>а,\*</sup><sup>а</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”  
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

\*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 02.02.2022 г.

После доработки 11.02.2022 г.

Принята к публикации 17.02.2022 г.

Проведен анализ наиболее эффективного метода спектрометрии импульсного рентгеновского излучения горячей плазмы – метода фильтров поглощения. Метод реализован на основе многоканальных спектрометров с использованием метода эффективных энергий и математического моделирования процессов регистрации импульсного рентгеновского излучения. С целью дальнейшего развития методов восстановления спектров импульсного рентгеновского излучения и определения их точности создан измерительный стенд на основе импульсной рентгеновской трубки. Разработанный стенд показал точность измерения спектра импульсного рентгеновского излучения методом фильтров поглощения, сравнимую со спектральным анализом импульсного рентгеновского излучения.

DOI: 10.31857/S0032816222040115

Исследования спектрального состава импульсного высокоинтенсивного рентгеновского излучения ведутся во многих областях науки и техники, в том числе и в физике плазмы. Рентгеновская диагностика плазменных объектов является важным источником информации о параметрах излучающей плазмы и протекающих в ней физических процессах [1–3]. С помощью рентгеновской диагностики можно получить такие важные параметры, как электронную температуру и плотность плазмы, а также проводить исследования динамики этих параметров как во времени, так и в пространстве.

Измерение спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы имеет ряд сложностей, связанных с тем, что при импульсе излучения малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения ( $\approx 10^{16}$ ).

При таких условиях эксперимента раздельная регистрация частиц, а следовательно, и их раздельная спектрометрия становятся невозможными, и, как правило для получения информации о спектре излучения приходится применять различные ядерно-физические методы измерения спектра импульсного рентгеновского излучения [3–5].

Одним из наиболее эффективных методов измерения спектра импульсного рентгеновского излучения является метод “серых” фильтров поглощения [3–5]. Данный метод основан на спектральной селекции первичного рентгеновского излучения, которую осуществляют с помощью фильтров поглощения различной толщины. В данном методе измеряется кривая ослабления, представляющая собой зависимость поглощенной в детекторе энергии  $J(x)$  рентгеновского излучения, прошедшего через фильтр, от толщины данного фильтра  $x$ :

$$J(x) = \int S(E)\varphi(E)\exp(-\mu(E)x)dE, \quad (1)$$

где  $S(E)$  – спектральная характеристика детектора;  $\varphi(E)$  – искомый спектр;  $\mu(E)$  – коэффициент ослабления излучения в фильтре.

Уравнение (1) является интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода относительно функции  $\varphi(E)$ . Оно относится к классу некорректно поставленных задач. Для измерения функции кривой ослабления  $J(x)$ , как правило, применяют различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью рентгеновских фильтров поглощения. Каналы спектрометра построены по схеме: фильтр поглощения – детектор – система регистрации. Для измерения кривых ослабления чаще всего используются лавсано-

вые, бериллиевые, алюминиевые, медные и свинцовые фильтры, а в качестве детекторов – рентгеновские фотопленки, ядерные эмульсии, сцинтилляционные детекторы, полупроводниковые и термолюминесцентные детекторы [4].

Получаемые методом фильтров кривые ослабления  $J(x)$  рентгеновского излучения непосредственно не дают самого спектра этого излучения. Существуют специальные методы математической физики [5–8], позволяющие решить данную задачу [3].

Одним из наиболее проверенных на практике методов восстановления спектра непрерывного рентгеновского излучения является метод эффективных энергий [3, 9–11].

Данный метод основан на том, что кривая ослабления для монохроматического ( $E_0 = \text{const}$ ) рентгеновского излучения, представляющая собой зависимость

$$J(x) = J(0)e^{-\mu(E_0)x}, \quad (2)$$

в полулогарифмических координатах имеет вид прямой с тангенсом угла наклона, равным  $\mu(E_0)$ . Здесь  $\mu(E_0)$  – линейный коэффициент ослабления рентгеновского излучения веществом, из которого изготовлен фильтр.

Получив экспериментально зависимость отношения  $J(x)/J(0)$  от толщины фильтра  $x$ , можно определить значение  $E_0$  по значению

$$\mu(E_0) = \frac{1}{x} \ln \frac{J(0)}{J(x)}. \quad (3)$$

В случае, если спектр рентгеновского излучения  $\varphi(E)$  не является монохроматическим, следует учесть, что вклад в кривую ослабления при доста-

точно больших значениях толщины  $x$  фильтра будет вносить наиболее жесткое рентгеновское излучение. Проведем касательную к кривой ослабления в точке с максимальным значением толщины  $x_n$  фильтра. Прямая является функцией ослабления рентгеновского монохроматического излучения с энергией  $E_n$ . Вклад этого излучения определяется по точке  $J_{E_n}(0)$  пересечения касательной с осью ординат.  $J(x_n)$  – величина энергии излучения за фильтром толщиной  $x_n$ . Далее по формуле

$$\mu(E_n) = \frac{1}{x_n} \ln \frac{J_{E_n}(0)}{J(x_n)} \quad (4)$$

находим  $\mu(E_n)$  и определяем по табличным значениям  $E_n$  [9].

Разность между исходной функцией и прямой даст кривую распределения поглощенной энергии, соответствующую исходному спектру за вычетом жесткой части. Проредавав описанную выше операцию с разностной кривой, получим новые значения энергии и интенсивности рентгеновского излучения с данной энергией. Проведя ряд подобных операций, получим искомый непрерывный спектр в виде гистограммы, соответствующей кривой ослабления.

Метод эффективных энергий имеет существенный недостаток. Его применение возможно лишь в случае, когда функция  $J(x)$  обладает значительной кривизной. Решить данную проблему возможно с использованием фильтров поглощения из различных материалов (Be, Al, Cu, Pb) и многоканальных спектрометров. Имея гистограмму полученного спектра импульсного рентгеновского излучения и моделируя процесс прохождения через фильтр и регистрацию отдельного

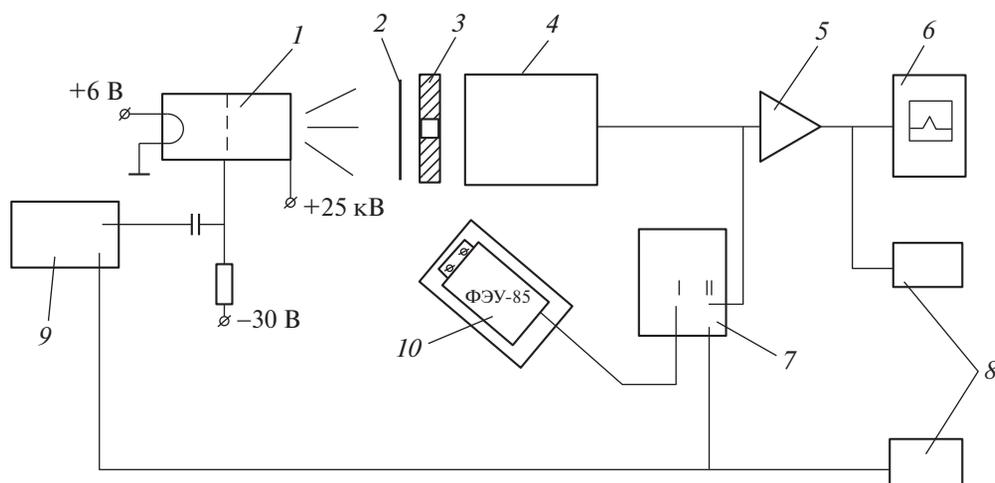


Рис. 1. Блок-схема установки. 1 – рентгеновская трубка; 2 – фильтр поглощения; 3 – коллиматор; 4 – полупроводниковый детектор; 5 – усилитель; 6 – амплитудный анализатор; 7 – двухлучевой осциллограф; 8 – пересчетные приборы; 9 – генератор запуска; 10 – контрольный детектор.

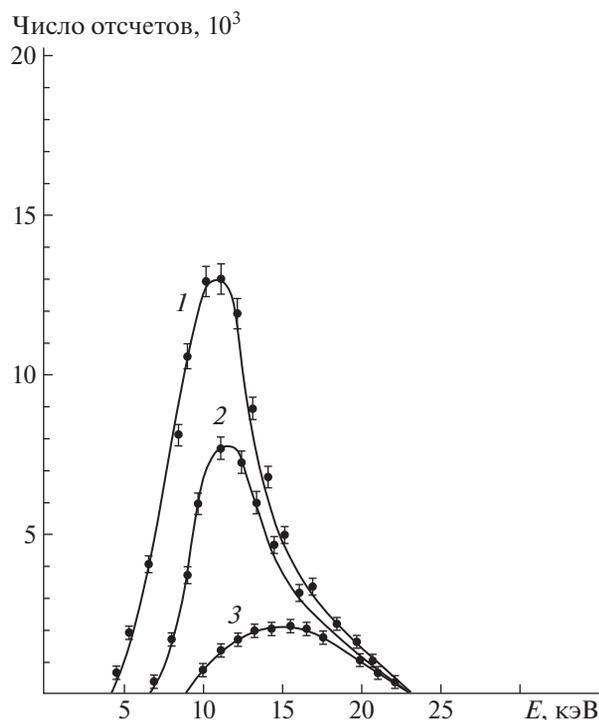


Рис. 2. Спектры рентгеновского излучения трубки РТИ2-0,05 за фильтрами из Al различной толщины: 0 (1), 96 (2), 384 мкм (3).

кванта рентгеновского излучения в спектрометре каждым детектирующим каналом, переходим от гистограммы к непрерывному спектру.

Восстановление спектра по кривым ослабления, т.е. решение обратной задачи, довольно трудная проблема. С целью развития методов восстановления спектра импульсного рентгеновского излучения по кривым ослабления и апробации данных методов была создана установка для получения кривых ослабления и измерения спектра импульсного рентгеновского излучения классическим способом — методом спектрометрического анализа. Созданная установка позволила провести сравнение результатов измерения спектров импульсного рентгеновского излучения, полученных различными методами.

Блок-схема исследовательского стенда для измерения кривой ослабления и спектра импульсного рентгеновского излучения с помощью полупроводникового детектора приведена на рис. 1. В качестве источника рентгеновского излучения использовалась импульсная рентгеновская трубка РТИ2-0,05. Запуск трубки осуществлялся от генератора импульсом длительностью 100 нс, амплитудой 100 В, частотой 50 Гц.

Измерение рентгеновского излучения проводилось с помощью полупроводникового детектора. Сигналы от исследуемого рентгеновского излу-

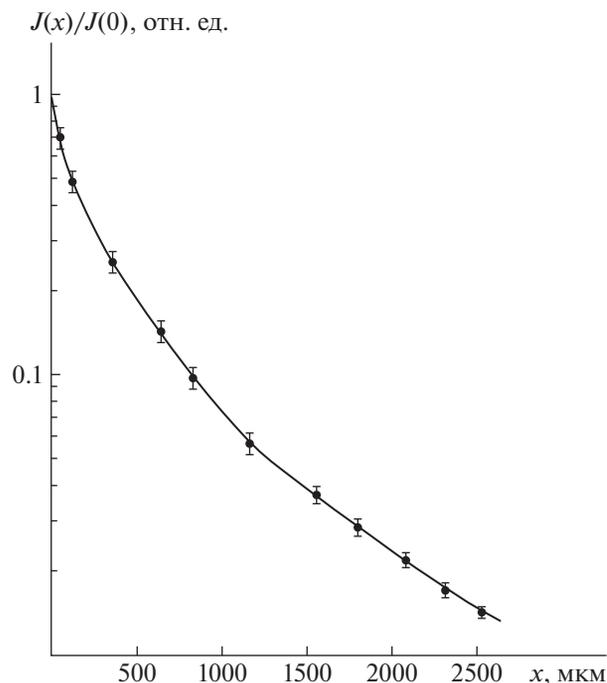
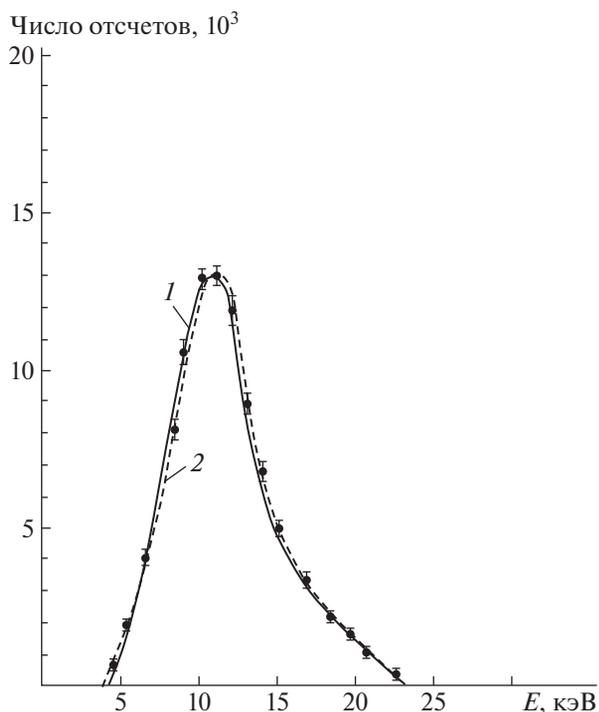


Рис. 3. Кривая ослабления рентгеновского излучения.

чения усиливались спектрометрическим усилителем и поступали на вход амплитудного анализатора. Контроль интенсивности рентгеновского излучения трубки осуществлялся контрольным сцинтилляционным детектором в течение всего эксперимента. В качестве фильтров рентгеновского поглощения применен набор алюминиевых фольг. Для контроля стабильности работы фотоэлектронного умножителя использованы светодиоды.

Спектр излучения рентгеновской трубки измеряли методом последовательного во времени анализа амплитуд отдельных импульсов. Поток рентгеновского излучения проходил через отверстие в коллиматоре такого размера, чтобы исключить возможность попадания в детектор более одного кванта от каждого импульса трубки. Калибровка детектора проводилась в диапазоне 5–25 кэВ с помощью радиоактивных изотопов. Спектры рентгеновского излучения трубки РТИ2-0,05, измеренные без фильтра и за различными фильтрами из алюминия, показаны на рис. 2.

При измерении кривых ослабления импульсное рентгеновское излучение, пройдя через фильтры, полностью поглощалось в детекторе. Амплитуда сигнала измерялась с помощью амплитудного анализатора. Очевидно, что при регистрации однократных коротких импульсов рентгеновского излучения измерение спектра возможно только путем применения многоканальной системы. Поскольку режим работы рентгеновской трубки поддерживался постоянным, вместо большого числа каналов с разными фильтрами (что



**Рис. 4.** Спектры, восстановленные по экспериментальной кривой ослабления различными методами: 1 – спектр, измеренный методом амплитудного анализа; 2 – спектр, измеренный и восстановленный методом эффективных энергий с использованием математического моделирования.

позволило бы измерять кривую ослабления за один импульс рентгеновского излучения) использовался один и тот же детектор, а фильтры менялись по очереди.

Кривые ослабления рентгеновского излучения измерялись двумя методами: по уменьшению поглощенной в детекторе энергии излучения и путем измерения амплитудного спектра излучения после фильтрации с последующим переводом числа импульсов в поглощенную энергию. Полученные двумя различными методами кривые ослабления практически совпали. Кривая ослабления энергии рентгеновского излучения, полученная с помощью алюминиевых фильтров, приведена на рис. 3.

Применяя вышеописанный метод эффективных энергий с последующим математическим моделированием, был восстановлен спектр импульсного рентгеновского излучения рентгеновской трубки. Рис. 4 иллюстрирует хорошее согласие полученного спектра с реальным спектром рентгеновской трубки.

Данный метод успешно применялся для восстановления спектров импульсного рентгеновского излучения ряда установок, генерирующих плазму.

Следует отметить, что, наряду с вышеописанным методом восстановления рентгеновских спектров, использовались и другие математические методы, которые показали худшие результаты [3, 10, 11].

Таким образом, созданный на основе импульсной рентгеновской трубки исследовательский стенд позволил совершенствовать различные методы регистрации импульсного рентгеновского излучения и проводить их сравнение. В данной работе исследовательский стенд был использован для отработки и проверки работоспособности разработанных методов восстановления спектров импульсного рентгеновского излучения, основанных на методе эффективных энергий и математическом моделировании процессов регистрации импульсного рентгеновского излучения. Полученные результаты показали хорошую точность измерений данным методом спектра импульсного рентгеновского излучения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вихрев В.В. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 981.
2. Анциферов П.С., Вихрев В.В., Иванов В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 1018.
3. Долгов А.Н., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2008. № 5. С. 103.
4. Balovnev B.V., Manokhin I.L., Grigoryeva I.G., Kostyushin V.A., Savelov A.S., Salakhutdinov G.Kh. // Physics of Atomic Nuclei. 2017. V. 80. № 11. P. 1662. doi 63778817110011 <https://doi.org/10.1134/S10>
5. Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б. // Ядерно-физические методы диагностики плазмы. М.: МИФИ, 1985.
6. Дементьев В.Н., Зверев С.А., Колобашкин В.М., Кушин В.В., Ляпидевский В.К. // Экспериментальные методы ядерной физики. Сб. статей / Под ред. В.М. Колобашкина. М.: Атомиздат, 1979. Вып. 5. С. 58.
7. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. // Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986.
8. Ляпидевский В.К., Салахутдинов Г.Х., Самойлова Л.Б. Препринт № 004-90. М.: МИФИ, 1990.
9. Сторм Э., Израэль Ч. // Сечения взаимодействия гамма-излучения. М.: Атомиздат, 1973.
10. Григорьева И.Г., Костюшин В.А., Салахутдинов Г.Х. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 2. С. 107.
11. Бауштин О.А., Григорьева И.Г., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2020. № 3. С. 73. <https://doi.org/10.31857/S0032816220030088>

---



---

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА**


---



---

УДК 537.312.62

## СВЕРХПРОВОДНИКОВАЯ МАГНИТНАЯ СИСТЕМА СПЕКТРОМЕТРА ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА НА ЧАСТОТЕ 400 МГц

© 2022 г. Н. В. Таряник<sup>а</sup>, Д. В. Варюхин<sup>а</sup>, Д. О. Федюк<sup>а,\*</sup><sup>а</sup> Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина  
Украина, 83114, Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

\*e-mail: fediukoleg@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.01.2022 г.

После доработки 01.02.2022 г.

Принята к публикации 17.02.2022 г.

Приведены результаты разработки и исследований сверхпроводниковой магнитной системы с индукцией магнитного поля 9.5 Тл для спектрометра ядерного магнитного резонанса высокого разрешения на частоте 400 МГц. Показана возможность получения высокооднородного и стабильного магнитного поля с индукцией 9.5 Тл в соленоиде с диаметром рабочего отверстия  $\geq 80$  мм, изготовленном из сверхпроводникового провода сплава НТ-50. Применение сверхпроводниковых обмоток компенсации осевых и радиальных градиентов магнитного поля соленоида позволило улучшить однородность поля с  $2 \cdot 10^{-5}$  до  $5 \cdot 10^{-8}$  отн. ед. в объеме ампулы диаметром 5 мм и высотой 10 мм. Высокая стабильность магнитного поля в “замороженном” режиме на уровне порядка  $10^{-8}$  отн. ед./ч достигается при токе в соленоиде на 6–8% меньше критического.

DOI: 10.31857/S0032816222040140

Известные фирмы Bruker, Varian и Oxford Instruments являются производителями широкого класса сверхпроводниковых магнитных систем, в том числе для спектрометров ядерного магнитного резонанса (я.м.р.). Однако в своих рекламных проспектах они приводят только основные характеристики магнитных систем.

Разработки по созданию сверхпроводниковой магнитной системы с высокой однородностью и стабильностью магнитного поля для спектрометров я.м.р. по протонному резонансу на частоте 200 МГц описаны в работе [1], а на частоте 300 МГц – в работе [2].

Продолжением этих работ является разработка сверхпроводниковой магнитной системы спектрометра я.м.р. высокого разрешения на частоте 400 МГц с индукцией магнитного поля 9.5 Тл.

Сверхпроводниковая магнитная система изготовлена из сверхпроводникового провода сплава НТ-50, в ее состав входят сверхпроводниковый соленоид (с.п.с.) и сверхпроводниковые обмотки компенсации осевых и радиальных градиентов магнитного поля (рис. 1).

При разработке с.п.с. исследована возможность использования сверхпроводникового провода с диаметрами 0.5, 0.7 и 0.85 мм для достижения индукции 9.5 Тл.

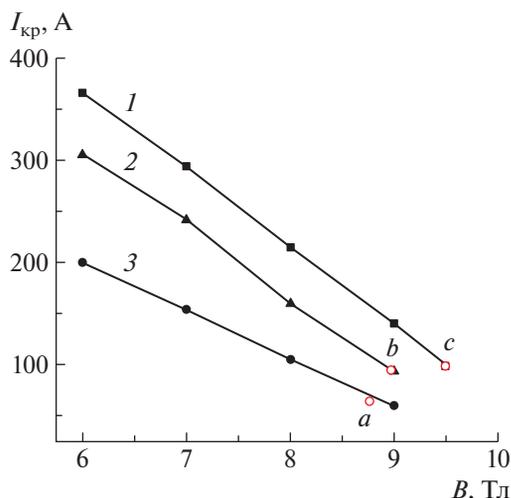
Максимальная магнитная индукция в с.п.с. обеспечивается путем достижения в нем тока,

близкого к критическому току короткого образца исходного материала. Зависимость критического тока от магнитной индукции  $I_{кр}(B)$  для указанных проводов приведена на рис. 2.

Конструктивно с.п.с. состоит из трех коаксиальных секций одинаковой длины. Все три секции заливали компаундом на основе полимерной композиции УП-6-125, а две внутренние – допол-



Рис. 1. Внешний вид с.п.с. и обмоток компенсации градиентов поля.



**Рис. 2.** Зависимость критического тока от индукции магнитного поля для сверхпроводникового провода сплава НТ-50 диаметром: 0.85 (1), 0.7 (2), 0.5 мм (3). Точке *a* соответствует  $I = 71.5$  А,  $B = 8.8$  Тл; точке *b* –  $I = 97.15$  А,  $B = 9$  Тл; точке *c* –  $I = 91.5$  А,  $B = 9.55$  Тл.

нительно бандажировали проволокой марки 12X18Н10Т в два слоя. Величина диаметра внутреннего отверстия с.п.с.  $\geq 80$  мм выбиралась из условия обеспечения “теплого” вертикального канала рабочего криостата диаметром 50 мм, в котором размещалась сверхпроводниковая магнитная система. Длина обмотки 340 мм определялась необходимостью достижения конечной однородности магнитного поля на уровне  $10^{-9}$ – $10^{-8}$  отн. ед. в объеме ампулы диаметром 5 мм и высотой 10 мм. Размеры секций с.п.с. приведены в табл. 1.

На первом этапе исследовались характеристики с.п.с., все секции которого изготовлены из сверхпроводникового провода диаметром 0.5 мм. В соленоиде была достигнута индукция 8.8 Тл при токе 71.5 А, что составляет 94% критического тока короткого образца (точка *a* на рис. 2). С учетом зависимости  $I_{кр}(B)$  расчеты показали, что для достижения индукции 9.5 Тл магнитная постоянная соленоида должна составлять 0.22 Тл/А, что привело бы к увеличению его массы почти в 2 раза.

На следующем этапе исследовалась возможность применения провода диаметром 0.7 мм с более высокими характеристиками по сравнению с проводом диаметром 0.5 мм (см. кривые 2, 3 на рис. 2). Проводом диаметром 0.7 мм были намотаны шесть внутренних слоев первой секции, на которых магнитное поле достигает максимального значения, а остальная часть секции была намотана проводом диаметром 0.5 мм, при этом магнитная постоянная соленоида уменьшилась с 0.0123 до 0.0107 Тл/А.

При испытаниях соленоида наблюдалась тренировка критического тока. Для ускорения процесса тренировки температура жидкого гелия была понижена до 3 К. При такой температуре критический ток соленоида составил 91.5 А, а индукция магнитного поля – 9.8 Тл. При температуре 4.2 К в с.п.с. были достигнуты ток 86 А и индукция 9.2 Тл (точка *b* на рис. 2). Дальнейшие испытания с.п.с. не проводились, так как достичь индукции 9.5 Тл в данной конструкции не представлялось возможным.

На заключительном этапе исследований использовался провод диаметром 0.85 мм.

После доработки первой секции она содержала четыре слоя провода диаметром 0.85 мм и по шесть слоев провода с диаметрами 0.7 и 0.5 мм. Кроме того, снаружи третьей секции дополнительно было намотано десять слоев провода диаметром 0.5 мм, в результате чего магнитная постоянная с.п.с. увеличилась и составила 0.117 Тл/А. Первое испытание с.п.с. было проведено при температуре 3 К. В соленоид был введен ток величиной 81.5 А, при этом соленоид не переходил в нормальное состояние (индукция составила 9.55 Тл). При повторном испытании с.п.с. при температуре 4.2 К было достигнуто то же значение магнитной индукции, а ток величиной 81.5 А составил 95% от критического тока короткого образца провода диаметром 0.85 мм (точка *c* на рис. 2).

Соединительные контакты в обмотке соленоида выполнены холодной сваркой сверхпроводников, их сопротивление не превышает  $10^{-15}$ – $10^{-12}$  Ом [3]. Стабильность магнитного поля с.п.с., измеренная автодинным я.м.р.-магнитометром [4], состав-

**Таблица 1.**

Размеры секций соленоида, мм						Магнитная постоянная секций, Тл/А
Внутренний диаметр	Наружный диаметр	Длина	Размеры внутреннего паза			
			Внутренний диаметр	Наружный диаметр	Длина	
82.6	105.8	340.0	–	–	–	0.048
119.0	141.0	340.0	–	–	–	0.042
157.8	180.4	340.0	157.8	164.7	132.8	0.033

вила  $3 \cdot 10^{-8}$ ,  $8 \cdot 10^{-6}$  и  $5 \cdot 10^{-5}$  отн. ед./ч в поле с индукцией 8.8, 9.0 и 9.4 Тл соответственно, т.е. при индукции поля свыше 8.8 Тл стабильность поля становится низкой, что свидетельствует о появлении в обмотке с.п.с. сопротивления на уровне порядка  $10^{-8}$  Ом. (Это сопротивление может быть вызвано размытием вольт-амперной характеристики многоволоконного сверхпроводника при токе, близком к критическому [5].) Зона размытия обусловлена геометрической неоднородностью поперечного сечения волокон, зависит от их количества и диаметра. Величина зоны размытия может достигать 6–10% от критического значения тока в зависимости от уровня измеряемого сопротивления. В наших исследованиях область резистивного состояния сверхпроводника имела следующие значения:  $\Delta I_{\text{рез}} = I_{\text{кр}} - I_{\text{стаб}} = 81.5 \text{ А} - 75.2 \text{ А} = 6.3 \text{ А}$ , что составляет 6.5% от значения критического тока с.п.с., здесь  $I_{\text{кр}}$  – критический ток,  $I_{\text{стаб}}$  – максимальный рабочий ток, при котором обеспечивается высокая стабильность магнитного поля.

Для повышения стабильности магнитного поля используют сверхпроводниковые стабилизирующие контуры [6], размещение которых в рабочем отверстии соленоида не всегда возможно. Кроме того, такие контуры не обеспечивают повышения стабильности магнитного поля с.п.с. на три порядка.

В данном с.п.с. использован метод повышения стабильности магнитного поля за счет понижения рабочего тока до уровня на 6–10% меньше критического. Для этого была выполнена доработка соленоида, которая заключалась в намотке восьми слоев третьей секции проводом диаметром 0.5 мм, в результате чего магнитная постоянная соленоида увеличилась с 0.117 до 0.125 Тл/А. При испытаниях соленоида была достигнута индукция магнитного поля 9.5 Тл при токе 76 А.

Исходная однородность магнитного поля соленоида в объеме ампулы диаметром 5 мм и высотой 10 мм составила  $2 \cdot 10^{-5}$ . Для повышения однородности поля с.п.с. были использованы сверхпроводниковые обмотки компенсации осевых  $dH/dz$ ,  $d^2H/dz^2$  и радиальных  $dH/dx$ ,  $dH/dy$ ,  $d^2H/dzdx$ ,  $d^2H/dzdy$ ,  $d^2H/d(xy)$  и  $d^2H/d(x^2 - y^2)$  градиентов поля [7].

Обмотка компенсации градиента поля  $dH/dz$  выполнена в виде двух встречно включенных цилиндрических катушек, а обмотка компенсации  $d^2H/dz^2$  – в виде двух пар цилиндрических катушек, при этом внутренняя пара катушек включена встречно наружной. Обмотки  $d^2H/dzdx$  и  $d^2H/dzdy$  состоят из двух катушек прямоугольной формы, обмотки  $dH/dx$  и  $dH/dy$  – из четырех катушек такой же формы, а обмотки  $d^2H/d(xy)$  и  $d^2H/d(x^2 - y^2)$  – из восьми катушек прямоугольной формы. Все об-

мотки выполнены однослойными, изготовлены из одножильного сверхпроводника диаметром 0.33 мм, соединены последовательно и установлены на отдельном каркасе (см. рис. 1). Каждая обмотка компенсации шунтирована сверхпроводниковым ключом, при этом нагреватели ключей соединены последовательно. Для питания обмоток компенсации использован один источник с выходным током до 15 А, а для питания нагревателей ключей – один источник с выходным током до 0.3 А.

Настройка высокой однородности магнитного поля соленоида с помощью обмоток компенсации выполнялась в два этапа. Сначала осуществлялась настройка однородности поля вдоль оси соленоида обмотками  $dH/dz$  и  $d^2H/dz^2$ , при этом для регистрации сигнала я.м.р. использовалась ампула диаметром 2 мм и высотой 3 мм. В качестве спинсодержащего вещества датчика я.м.р. использовалась дистиллированная вода. После достижения значения однородности поля вдоль оси  $10^{-6}$  отн. ед./см и лучше включали обмотки компенсации радиальных градиентов магнитного поля, а сигнал я.м.р. регистрировали в объеме рабочей ампулы диаметром 5 мм и высотой 10 мм. Однородность магнитного поля величиной  $5 \cdot 10^{-8}$  отн. ед. была достигнута при следующих значениях тока в обмотках компенсации: 3–4 А в обмотках  $dH/dz$  и  $d^2H/dz^2$ ; 7–7.5 А в обмотках  $dH/dx$  и  $dH/dy$ ; 10–11 А в обмотках  $d^2H/dzdx$  и  $d^2H/dzdy$ . Существенного влияния обмоток компенсации  $d^2H/d(xy)$  и  $d^2H/d(x^2 - y^2)$  на улучшение однородности магнитного поля соленоида замечено не было.

Стабильность магнитного поля с.п.с. в замкнутом режиме при индукции 9.4 Тл составила  $2 \cdot 10^{-8}$  отн. ед./ч, и эта величина не является предельной – скорее, она ограничена временем измерений (8 ч).

## ВЫВОДЫ

1. Показана возможность получения магнитного поля с индукцией 9.5 Тл с высокой однородностью и стабильностью в с.п.с. с диаметром отверстия не менее 80 мм, изготовленном из провода сплава НТ-50, для спектрометра я.м.р. высокого разрешения на частоте 400 МГц.
2. Применение сверхпроводниковых обмоток компенсации осевых и радиальных градиентов магнитного поля позволило улучшить однородность поля соленоида от  $2 \cdot 10^{-5}$  до  $5 \cdot 10^{-8}$  отн. ед. в объеме ампулы диаметром 5 мм и высотой 10 мм.
3. Высокая стабильность магнитного поля в “замороженном” режиме на уровне порядка  $10^{-8}$  отн. ед./ч и лучше достигнута при токе в с.п.с., который на 6–10% меньше критического.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курочкин В.И., Лаптиенко А.Я., Таряник Н.В., Луценко В.В., Сухой В.В. // ПТЭ. 1983. № 2. С. 183.
2. Федюк Д.О., Варюхин Д.В., Прокофьева Л.Н., Таряник Н.В. // ФТВД. 2019. № 1. С. 121.
3. Лаптиенко А.Я., Похилов В.А. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Общая и ядерная физика. 1986. Вып. 2. № 6. С. 27.
4. Глуценко А.А., Лаптиенко А.Я., Карагай Н.Н., Курочкин В.И. // Измерительная техника, 1984. № 6. С. 56.
5. Таряник Н.В., Шапаренко В.В. А.с. № 1551150. Класс МКИ<sup>3</sup>, Н 01F 7/22 // Оpubл. 15.11.1989.
6. Таряник Н.В., Лаптиенко А.Я., Сухой В.В., Курочкин В.И., Карагай Н.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Общая и ядерная физика. 1985. Вып. 1. № 30. С. 79.
7. Назаров В.Б., Забродин Л.А., Краинский И.С., Гальперин Л.А. // ПТЭ. 1971. № 5. С. 208.

---

---

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

---

---

УДК 544.546+552.578+536.46

**ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ В УГОЛЬНЫХ ШАХТАХ КАК МЕРА  
ПОВЫШЕНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ УГЛЕДОБЫЧИ**© 2022 г. Н. Л. Алукер<sup>a,\*</sup>, А. С. Артамонов<sup>b,\*\*</sup>, М. Herrmann<sup>c,\*\*\*</sup><sup>a</sup> Кемеровский государственный университет  
Россия, 650000, Кемерово, ул. Красная, 6<sup>b</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”  
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31<sup>c</sup> Department of Meteorology and Atmospheric Science, The Pennsylvania State University University Park,  
PA, 16802 United States

\*e-mail: naluker@gmail.com

\*\*e-mail: asartamonov1@mephi.ru

\*\*\*e-mail: maria.herrmann@psu.edu

Поступила в редакцию 17.01.2022 г.

После доработки 29.01.2022 г.

Принята к публикации 01.02.2022 г.

Обоснована необходимость проведения дозиметрического контроля на объектах угледобычи для выявления высокой ионизации газопылевой смеси в воздушной среде шахт. Предлагается оценка шахтных полей по поверхностной дозиметрии для выявления возможных утечек газа при нарушении целостности массивов (разломы, изменение проницаемости пород при ведении работ). Приводятся примеры, иллюстрирующие применение дозиметрии в рассмотренных ситуациях.

DOI: 10.31857/S0032816222040012

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Современная шахта является сложным инженерно-техническим сооружением, при проектировании которого рассчитывается и учитывается множество процессов и факторов, влияющих на безопасность добычи [1–7]. Чаще всего причиной экстренных ситуаций в шахтах является горение метана, приводящее к взрыву пылегазовоздушной смеси при инициировании процесса воспламенения неучтенными факторами. Для предотвращения разрушительного взрыва угольной пыли необходимы поддержание концентрации метана на безопасном уровне, ограничение уровня запыленности и надежное электроснабжение. Предупреждение взрывов на практике обеспечивается неукоснительным соблюдением нормативов по газовому составу шахтного воздуха, оснащением шахт датчиками, срабатывающими при возникновении опасной ситуации [1–7].

Тем не менее, в шахтах с пугающей периодичностью происходят чрезвычайные ситуации с гибелью людей. Это означает, что технология добычи учитывает не все факторы, которые могут приводить к изменению условий безопасного ведения работ. Случайные события, например горные удары, при угледобыче конкретных пластов приводят к повышению ионизации воздушной среды

и являются фактором, учет которого, на наш взгляд, необходим. Повышенная степень ионизации шахтной атмосферы может увеличить вероятность развития пожара и взрыва газа. Однако обеспечению радиационной безопасности при подземной добыче угля должного внимания не уделяется.

В данной работе акцентируется внимание на необходимости изучения радиационной обстановки при угледобыче и приводятся примеры выполненных исследований, демонстрирующих необходимость их стимулирования. Воздействие ионизирующей радиации, обуславливающее снижение энергетического барьера активации инициирования взрыва метана, рассматривается как фактор повышения риска угледобычи. Предлагается использование дозиметрии в шахте и на поверхности шахтных полей для оценки целостности пластов и массива в целом.

**2. ОБЗОРНАЯ ИНФОРМАЦИЯ****2.1. Основные источники радиационной опасности при добыче угля подземным способом**

Основной причиной повышения радиационной опасности при разработке месторождений угля является появление в шахтной атмосфере и в

окружающей среде в процессе добычи угля естественных источников радиации, техногенно усиливающих природный радиационный фон.

Радиоактивность угля определяется в основном содержанием урана (в меньшей степени тория) в равновесии с продуктом его распада радием [8, 9]. Общая активность энергетических углей обычно ниже активности почвы из-за отсутствия в углях  $^{40}\text{K}$ . Содержание  $^{238}\text{U}$  и равновесного количества  $^{226}\text{Ra}$  в твердой породе угля в среднем примерно соответствует (или несколько выше) их содержанию в почвах и находится на уровне безопасных концентраций [9]. Однако  $\alpha$ -распад  $^{226}\text{Ra}$  приводит к появлению газообразного короткоживущего продукта распада  $^{222}\text{Rn}$ , который нарушает равновесие в твердой матрице в связи с возможностью его выхода в межпоровое пространство. Эманерирующая способность радона (выход из породы) обусловлена процессом отдачи при  $\alpha$ -распаде материнского изотопа  $^{226}\text{Ra}$ , процессами диффузии и адсорбции и зависит от свойств породы, ее дефектности, дисперсности и др. [8–10]. Выход  $^{222}\text{Rn}$  в шахтную воздушную среду усиливается в газообильных породах при их дроблении за счет конвекционного переноса газом [11].

Ядра радона при распаде испускают  $\alpha$ -частицу, превращаясь в ядра полония ( $^{218}\text{Po}$  – тоже  $\alpha$ -излучатель), который уже может быть связан с аэрозолями воздуха и пыли. Имея небольшой период полураспада,  $^{218}\text{Po}$  быстро распадается с образованием свинца ( $^{214}\text{Pb}$ ,  $E_{\gamma} \sim 352$  кэВ) и висмута ( $^{214}\text{Bi}$ ,  $E_{\gamma} \sim 609$  кэВ), что обеспечивает объемную ионизацию воздушной загазованной и запыленной среды [8, 9]. Выделившийся радон в равновесии с ближайшими короткоживущими продуктами своего распада распадается с периодом полураспада 3.8 сут, т.е. при отсутствии нового источника поступления активность падает по экспоненциальному закону (за 12 сут в 10 раз).

Интенсификация добычи, способствующая появлению мелкодисперсных фракций угля и пыли, может значительно увеличить выход радона и продуктов его распада в шахтную среду. Кроме того, при добыче (особенно газообильных углей) в процессе измельчения угля в шахтной воздушной среде, помимо радона, появляются легкие газы (водород и метан), а также более тяжелые углеводородные газы. Наблюдается корреляция эмиссии радона с водородсодержащими газами  $\text{H}_2$  и  $\text{CH}_4$  [8, 11–15].

Разрушение угольных пластов в процессе добычи прогнозируется и, при соблюдении нормативов по газовой атмосфере в шахте и основных норм безопасности ведения работ, не должно приводить к возникновению пожаров [1–7]. Основная причина чрезвычайных ситуаций при добыче угля – это внезапные выбросы газов и пыли.

Этот процесс должен оцениваться с учетом характеристик добываемого угля, в том числе и его радиоактивности. Однако повышение степени ионизации за счет распада радона как фактор, увеличивающий опасность добычи углеводородов, обычно не учитывается. Хорошо известно, что при ионизации атмосферные газы, в том числе и кислород, приобретают высокую реакционную способность [6, 16]. Ионизация обеспечивает взаимодействие газов и угольной пыли с синглетным кислородом во всем облучаемом объеме. В связи с этим, на наш взгляд, необходимо изучение влияния ионизации на возможное снижение порогов зажигания смеси и безопасные содержания пыли и газа в шахтной атмосфере.

Важную информацию о степени ионизации в шахтах можно было бы получить при осуществлении дозиметрического контроля в шахтах.

Для шахтеров угольных шахт и разрезов установлен предел дозы за календарный год, равный 5 мЗв. Дозы облучения горняков разных шахт различаются, поскольку определяются особенностями добываемых углей, вмещающих угольные пласты пород, типом выполняемых работ и технологией процесса добычи. Нормы радиационной безопасности предполагают проведение индивидуального контроля на тех объектах, где работники облучаются природными источниками излучения дозами, превышающими региональный радиационный фон на 1 мЗв/год, что реализуется при угледобыче. Однако, как показывает опыт, такой контроль в угольной отрасли не проводится, хотя его организация является не простой, но реальной задачей. Следует отметить, что квартальный дозиметрический контроль с использованием детекторов на основе LiF не позволяет надежно оценить кратковременное, даже десятикратное, повышение степени ионизации при увеличении эмиссии радона (вклад такого выброса в квартальную дозу увеличит дозу не более чем на 15%). Необходимо использовать такие средства дозиметрического контроля, которые позволят сократить периодичность контроля до 10–15 дней. В данной работе предложено и проиллюстрировано использование термолюминесцентных детекторов ТЛД-К в качестве средств такого контроля [17–19].

## 2.2. Условия возникновения пожаров и взрывов при добыче угля подземным способом

При обеспечении нормативов по состоянию газовой атмосферы, притоку кислорода, отсутствию источников искры пожар в шахте не может возникнуть [1, 5, 7, 20, 21]. Воспламеняемость и взрывоопасность горючих газов находится в зависимости от их концентраций в смеси, давления и температуры. При содержании их в воздухе вне пределов взрываемости, указанных на рис. 1а,

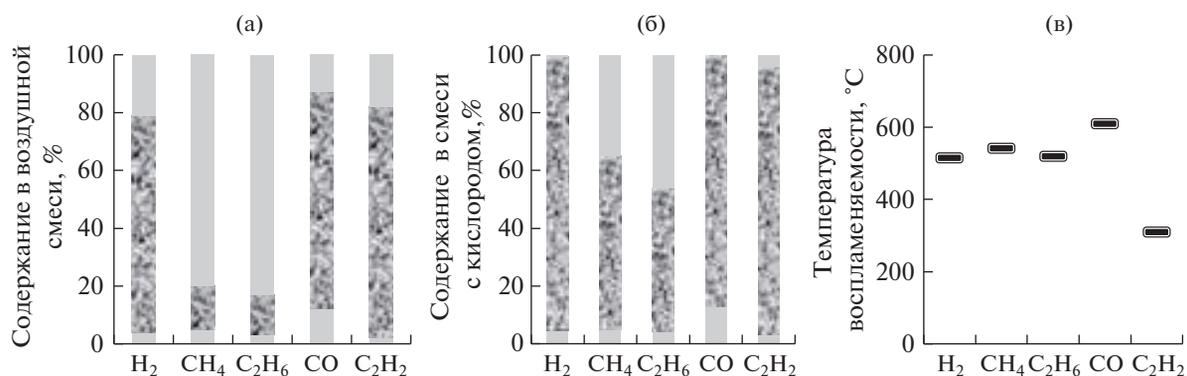


Рис. 1. Диапазоны взрываемости (выделены текстурой) газовых смесей с воздухом и кислородом при атмосферном давлении и температуре 20°C (а, б), температуры воспламенения газов (в).

взрыва при нормальной температуре и давлении не произойдет, даже при наличии локального источника воспламенения. Углеводороды при повышенной концентрации кислорода в смеси имеют более широкие диапазоны взрываемости (см. рис. 1б). Процесс воспламенения обеспечивается достижением смеси определенной температуры (см. рис. 1в), по сути характеризующей активационный барьер инициирования взрыва.

Согласно нормативам [1, 5, 7, 20, 21], равновесная концентрация метана на рабочем месте не должна превышать 2%, а взрывные работы запрещается выполнять при концентрации метана  $\geq 1\%$ , что с запасом обеспечивает безопасность воздушной среды шахты.

Взрыв газозвушной смеси осуществляется при следующих условиях: наличие горючих газов (восстановителей в реакции) во взрывоопасных концентрациях (см. рис. 1); наличие кислорода в концентрации  $\geq 20\%$  (окислитель); образование при высоких температурах ( $\geq 500^\circ\text{C}$ ) и/или других инициирующих воздействиях (например, короткое замыкание) необходимой для развития реакции концентрации свободных радикалов (иницирование реакции). Таким образом, для запуска реакции необходимо преодоление определенного энергетического порога. В отсутствие этих условий появление инициирующего импульса не должно приводить к развитию реакции, поскольку даже взрывные работы в шахте при соблюдении техники безопасности не приводят к активации горения метана. Важен состав газовой смеси (восстановителей), так как высшие гомологи метана снижают температуру воспламенения, индукционный период и нижний предел взрываемости [4–6, 16]. Внезапный выброс метана и его локальное воспламенение (при соответствующих соотношениях газовой среды и инициировании реакции) при неблагоприятном развитии событий приводят к взрыву, образованию детонационной волны, разрушающей горный массив. По-

явление и воспламенение облака мелкодисперсной угольной пыли, инициирует разрушительный взрыв пылегазовой смеси [4–6, 16].

Причиной пылевыведения в шахте являются взрывные работы, природные и техногенные газодинамические процессы, которые происходят при ведении работ в забоях горных выработок газоносных пластов (пород). В результате таких процессов происходит быстротекущее разрушение призабойной части угольного или породного массива, сопровождающееся отбросом или смещением угля (породы) в горную выработку и повышенным газовыделением [1, 4, 6, 7]. Образовавшаяся угольная пыль некоторое время находится в воздухе во взвешенном состоянии, а затем оседает на почву, кровлю и борта горных выработок. Осевшая пыль вместе с адсорбированными на ней газами может переходить вновь во взвешенное состояние при работе людей и техники под действием гидродинамического удара или ударной волны при взрыве метана. Для осуществления разрушительного взрыва необходимо, чтобы пыль была мелкодисперсной ( $\leq 100 \mu\text{м}$ ) и плотность ее достигала  $50 \text{ г/м}^3$ . Для зажигания пыль должна быть нагрета до температуры  $\sim 600^\circ\text{C}$ . Таким образом, борьба с пылевыведением необходима, чтобы работа современной проходческой техники не создавала взрывоопасные концентрации пыли на рабочем месте. Избыток кислорода также приводит к повышению способности газовой смеси к горению: снижается порог первоначальной энергии, необходимой для вспышки, увеличивается скорость горения, затрудняется тушение пламени. При увеличении концентрации кислорода  $\geq 20\%$  пределы взрывоопасности метана расширяются. В зимний период концентрация кислорода в закачиваемом атмосферном воздухе может превосходить указанную величину. Утечка кислорода на линии подачи кислорода может создать аварийную ситуацию, однако метан – устойчивый углеводород и способен детони-



Рис. 2. Термолюминесцентный дозиметр с детектором ТЛД-К.

ровать в смеси с кислородом только при достаточной иницирующей энергии [1, 4–6, 16].

Одной из причин, приводящей к снижению устойчивости газовой смеси к зажиганию, уменьшению температуры воспламенения и преодолению активационного барьера для иницирования реакции, может быть высокая степень ионизации шахтного воздуха, т.е. радиационный фактор.

### 2.3. Радионуклиды, поступающие в окружающую среду при угледобыче

Радиоактивные элементы присутствуют в углях в виде металлоорганических соединений, связанных с углеродистым веществом, и в зольной части уран- и торийсодержащих минералов (монацит, апатит и др.) [9].

В процессе угледобычи газы и радионуклиды поступают в шахтную атмосферу от вентиляционных и дегазационных установок, участков дробления и погрузки угля, взрывных работ и др. Вентиляционные установки являются источниками взвешенных веществ, а дегазационные установки для метанообильных участков — мощными источниками метана, вместе с которым может поступать и радон. Газы и пластовая вода способствуют выносу радионуклидов на поверхность. Радионуклиды могут оседать в виде труднорастворимых отложений на оборудовании (трубопроводах, насосах, резервуарах, арматуре). При этом крупная фракция при пылевых выбросах достаточно быстро оседает, а мелкая распространяется вдоль потока, продолжая оседать на поверхность [5, 8, 20]. Источником пылевых выбросов в атмосферу являются отвалы и склады готовой продукции. Наиболее часто рассматривается роль радионуклидов при концентрировании их в продуктах переработки угля — шлаковых отходах [8, 20, 22]. Естественные радионуклиды, содержащиеся в углях, при их сжигании на теплоэлектростанциях и в быту попадают в газоаэрозольные

выбросы и концентрируются в золошлаковых отходах. Активность золы-уноса определяется в основном частицами, содержащими  $^{226}\text{Ra}$  (~10 мкм), в сфере остеклованной летучей золы радиусом ~100 мкм.

Простая гамма-съемка не позволяет надежно оценить уровень радиационного воздействия, наиболее естественным является использование основного критерия — дозы облучения и сравнение этого параметра со средневзвешенным региональным фоновым значением.

## 3. МЕТОДИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

### 3.1. Предлагаемый метод оценки радиационных нагрузок при угледобыче и использовании угля

Для индивидуального дозиметрического контроля персонала, работающего с источниками ионизирующего излучения, в настоящее время используются твердотельные термолюминесцентные детекторы [14, 17–19, 23]. В связи с тем, что авторами разработаны эффективные термолюминесцентные детекторы ТЛД-К, изготавливаемые в достаточном количестве, предлагается использовать их для обследования радиационной ситуации на объектах угледобычи [17]. На рис. 2 приведена дозиметрическая кассета с детектором ТЛД-К.

Высокая однородность детекторов в партии позволяет не проводить их отбор по чувствительности, что существенно снижает трудозатраты и себестоимость ТЛД-К по сравнению с монокристаллическими детекторами отечественного и зарубежного производства, применяемыми для контроля персонала в медицине и ядерной энергетике. Кроме того, важно, что с помощью ТЛД-К можно сократить сроки проведения контроля до 15–20 дней [14, 17–19]. Детекторы ТЛД-К почвоэквивалентны, что позволяет широко применять их для дозиметрического контроля окружающей среды. Благодаря простой технологии изготовления была выпущена большая партия детекторов ТЛД-К, что определило возможность их использования для территориального радиоэкологического мониторинга [17].

При продуманном использовании детекторы позволяют определять топографию радиационных полей на местности (такой подход чрезвычайно перспективен в поисковой геологии), проводить аттестацию рабочих мест и продукции, оценивать влияние производства на проживающее вблизи население. Следует подчеркнуть, что ТЛД-К могут быть использованы в подземных условиях, т.е. непосредственно в шахтах для определения индивидуальных дозовых нагрузок шахтеров и оценки радиационных характеристик выработок, поскольку они абсолютно пожаробезопасны. В связи с отсутствием гигроскопичности они могут использоваться для дозиметрии вод-

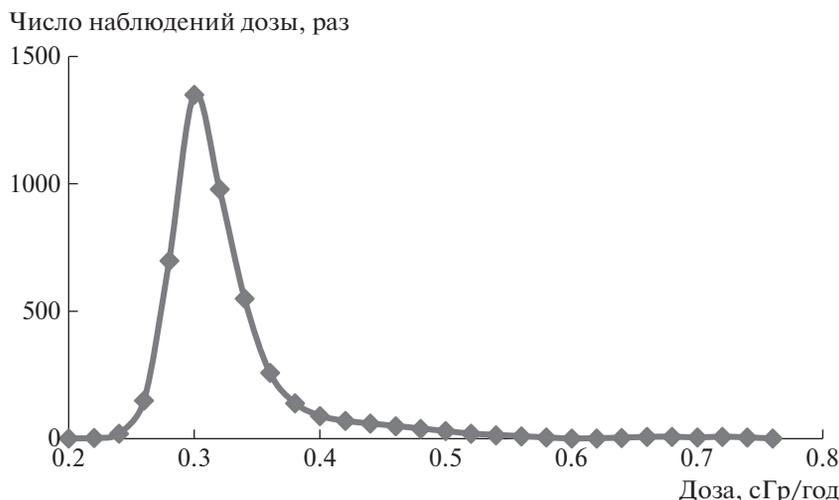


Рис. 3. Дозовое распределение по результатам индивидуальной дозиметрии в Кемеровской области.

ных сред, т.е. для изучения характеристик шахтных вод, отстойников, сбросов и питьевых поверхностных и скважинных вод.

В качестве средства оценки загрязнений атмосферного воздуха за счет выбросов предприятий и проведения взрывных работ применение ТЛД-К целесообразно для анализа снежного покрова, поскольку снег является надежным индикатором интенсивности загрязнения, в том числе и обусловленного радиацией.

### 3.2. Методика выполнения работ

Дозиметрический контроль осуществлялся на ряде промышленных объектов при проведении ин-

женерно-экологических изысканий. ТЛД-К размещали в отобранных пробах с последующим получением информации о содержании радионуклидов в пробе. Ряд работ был выполнен при размещении дозиметров непосредственно в почвах и породах на территории обследования. В этом случае опосредованно добавлялась информация об эсхалации радона в точке контроля. Минимальная продолжительность размещения детекторов в пробах для получения надежного сигнала при фоновых уровнях облучения составляла ~15 дней. Реальные сроки варьировались от 0.5 до 2 месяцев. Для нормирования по срокам эксплуатации детектора при всех исследованиях выполнялся перерасчет дозы на годовую дозовую нагрузку.

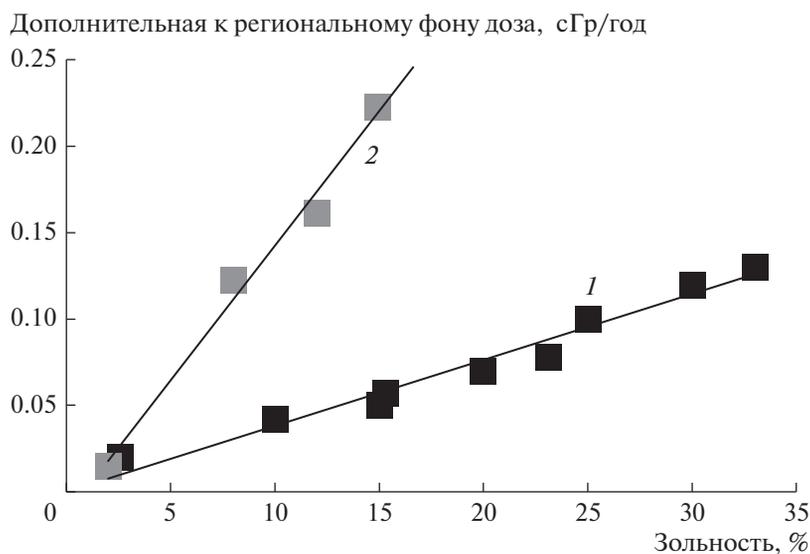


Рис. 4. Зависимость поглощенной дозы (дополнительной к региональному фону 0.3 сГр) от зольности угля: 1 — для каменных углей средней степени метаморфизма; 2 — для бурых углей Итатского месторождения.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫБОРОЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ПРОВЕДЕННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ТЛД-К

##### 4.1. Региональный фон

Для получения регионального дозового распределения проводилась обработка 5000 измерений дозы. Получено, что дозовое распределение носит явно выраженный логнормальный характер (рис. 3). Средневзвешенное значение годовой дозы составило  $0.3 \pm 0.02$  сГр; 66% всех измеренных доз находятся в этом диапазоне. Учитывая логнормальный характер распределения, при расширении диапазона в область более высоких доз ( $0.28-0.38$  сГр/год) в него попадает 90% всех измерений. Примерно 3% дозиметров зарегистрировали дозы  $\geq 0.5$  сГр/год (норматив, установленный для природного радиационного воздействия на население), а 0.3% дозиметров – от 2 до 15 сГр/год (превышающие предельную допустимую дозу для персонала категории “А”, профессионально работающего с источниками ионизирующих излучений). Наиболее вероятной причиной регистрации высоких доз явилось, на наш взгляд, применение дозиметров для контроля доз при медицинском облучении (т.е. рентгеновскими источниками радиации, а не природным фоном).

При построении распределения весь массив данных разбивался на узкие дозовые поддиапазоны и фиксировалось число измерений в каждом из поддиапазонов.

При выборке из общего массива территорий с интенсивной добычей угля наблюдается смещение максимума, соответствующего наиболее вероятной дозе по области, в целом на  $0.05-0.1$  сГр/год и увеличение процентного вклада доз, превышающих норматив, установленный для природного радиационного воздействия на население ( $0.5$  сГр/год). В выборке территорий с использованием нецентрализованного отопления отчетливо проявляется смещение максимума распределения на  $0.1$  сГр/год.

##### 4.2. Дозиметрический контроль на объектах угледобычи

При контроле на объектах угледобычи дозиметры помещались в отобранные пробы, отбор которых носил случайный характер. В ряде случаев удавалось установить марку и зольность проб. Перед измерением угли измельчались до дисперсности  $\leq 0.1$  мм.

На рис. 4 приведена выявленная, естественная на наш взгляд закономерность зависимости поглощенной дозы от зольности угля.

Поглощенная доза бурых углей, как следует из рис. 4, выше, чем энергетических, при одинако-

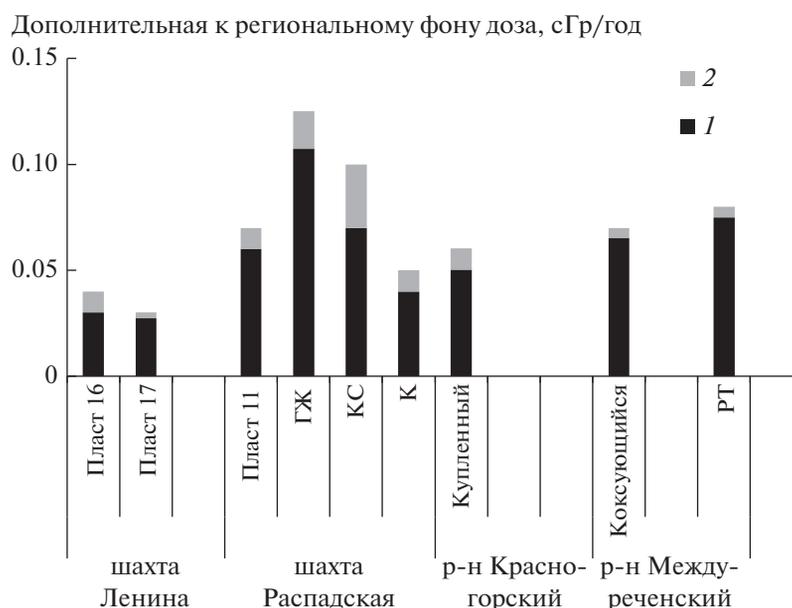
вой зольности. В основном это повышение связано с более высоким содержанием  $^{40}\text{K}$  и  $^{232}\text{Th}$  в зольной части молодых углей, а не с ураном. Для однотипных каменных углей с преимущественным содержанием в них урана дозиметрия могла бы быть использована для простого и быстрого способа оценки зольности угля.

На рис. 5 приведены дополнительные к региональному фону дозы, определенные в углях месторождений Междуреченска.

Для углей разных марок (см. рис. 5) и разной зольности (см. рис. 4) наблюдаются значительные вариации поглощенных дополнительно к фоновым доз, в частности, в ряде случаев дополнительные дозы могут быть более  $0.1$  сГр/год. Вмещающие породы, наряду с ураном, обычно имеют более высокие содержания  $^{40}\text{K}$  и  $^{232}\text{Th}$ , и радиационная обстановка в шахте при нормальных условиях определяется в первую очередь вмещающими породами (дозы могут быть примерно в 2 раза выше, чем у угля) (рис. 6). В шахтных водах, кроме радионуклидов, обнаружено многократное превышение предельно допустимых концентраций по нитратам и нитрит-ионам [24]. Немногочисленные результаты исследований при измерении непосредственно в шахтах свидетельствуют о том, что дозовые нагрузки превосходят фоновые на  $0.1$  сЗв и превышают допустимый уровень облучения от природных источников, составляющий  $0.5$  сГр/год, что является предпосылкой для проведения дозиметрического контроля шахтеров. Однако заинтересованность собственников в таком контроле отсутствует, а контролирующие органы не стимулируют данный процесс, хотя такой контроль в динамике мог бы давать информацию о развитии неблагоприятных процессов в выработках. Более того, с помощью поверхностной дозиметрической съемки территории шахтных полей в динамике можно прогнозировать устойчивость разрабатываемых пластов и обнаруживать утечки в местах нарушения проницаемости вмещаемых пород.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одной из основных задач работы, инициируемой аварией на шахте Листвяжная и анализом более ранних крупных аварий на шахтах Кузбасса, является акцентирование внимания на необходимости изучения радиационной обстановки в шахтах. Повышенная степень ионизации шахтной атмосферы может сильно изменить условия возникновения и развития пожара и взрыва газа с последующим катастрофическим ухудшением ситуации при появлении или наличии угольной пыли. Следует учитывать, что в нормальных условиях природный фон (без интенсификации радонного выделения) в шахтах ниже, чем на поверхности



**Рис. 5.** Дополнительные к фону поглощенные дозы в углях разной степени метаморфизма, добываемых в Междуреченске (1), средние отклонения (2). ГЖ, КС, К, РТ – марки углей; купленный и коксующийся – угли неопределенных марок.



**Рис. 6.** Дополнительные к фону поглощенные дозы (1) и средние отклонения (2) в выборках углей, вмещающих пород и шахтной воды (до фильтрации) шахты “Березовская” Кемеровской области.

[9]. Исследования протяженных шахтных полей по поверхности с использованием термлюминесцентных детекторов, размещенных по сетке наблюдения, позволяют прогнозировать нарушение целостности массивов с обнаружением мест максимальной трещиноватости или разломов с выходом газов. Такие исследования могли бы помочь прогнозировать нарушения целостности пластов по поверхности [25, 26]. Проведение аналогичных исследований на новых площадях перспективно при поиске нефтегазоносного сырья [26].

Пыле- и газовыделение способствует увеличению ионизации шахтного воздуха и при определенных условиях может служить причиной развития аварийной ситуации. Для зарождения (иницирования) процесса окисления (горения, взрыва углеводородов) необходимо образование определенной концентрации активных центров. Рост степени ионизации воздушной среды, в принципе, может приводить к повышению концентрации активных радикалов до уровня, необходимого для дальнейшего развития реакции. Развитие реакции окисления углеводородов вначале происхо-

дит по цепному механизму с последующим ускорением по общим кинетическим законам, при этом не столько в результате ветвления цепей, сколько вследствие саморазогрева реакционной среды, т.е. по тепловому механизму [27, 28]. Эксперименты по изучению воздействия ионизации и фотовозбуждения подтверждают стадийность развития реакции и возможность ее запуска фото- и ионизирующим воздействием [16, 29].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Артемов В.Б., Галкин В.А., Макаров А.М., Кравчук И.Л., Галкин А.В.* // Уголь. 2016. № 5. С. 73. <https://doi.org/10.18796/0041-5790-2016-5-73-7726>
2. *Miao C., Duan M., Sun X., Wu X.* // Process Safety Environmental Protection. 2020. V. 140. P. 79. <https://doi.org/10.1016/j.psep.2020.04.020>
3. *Каледина Н.О., Малашикина В.А.* // Записки Горного института. 2021. Т. 250. С. 553. <https://doi.org/10.31897/PMI.2021.4>
4. *Мамаев В.И., Ибраев Ж.А., Лигай В.Н.* Предупреждение взрывов пылеметановоздушных смесей. М.: Недра, 1990.
5. *Пучков Л.А., Каледина Н.О., Кобылкин С.С.* // Горный журнал. 2014. № 5. С. 12.
6. *Умнов А.Е., Голик А.С., Палеев Д.Ю., Шевцов Н.Р.* Предупреждение и локализация взрывов в подземных условиях. М.: Недра, 1990.
7. *Чмыхалова С.В.* // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2020. № 6–1. С. 146. <https://doi.org/10.25018/0236-1493-2020-61-0-146-153>
8. *Готтих Р.П.* Радиоактивные элементы в нефтегазовой геологии. М.: Недра, 1980.
9. *Рихванов Л.П.* Общие и региональные проблемы радиоэкологии. Томск: Изд-во ТПУ, 1997.
10. *Ефимов В.И., Жабин А.Б., Стась Г.В.* // Записки Горного института. 2017. Т. 223. С. 109. 115. <https://doi.org/10.18454/PMI.2017.1.109>
11. *Кияков А.В.* // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Науки о Земле. 2013. Т. 13. № 2. С. 57.
12. *Пинкензон Д.Б., Макаров М.С.* // Геология нефти и газа. 1991. № 4. С. 34.
13. *Соболев И.С., Рихванов Л.П., Лященко Н.Г., Паровинчак М.С.* // Геология нефти и газа. 1999. № 7–8. С. 19.
14. *Wang Z.* // Radiation Protection Dozimetry. 1993. V. 47. № 1–4. С. 323. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a081760>
15. *Петухов А.В., Капина И.С., Постельников С.А., Алукер Э.Д., Алукер Н.Л., Лурье А.М., Можжаев Б.Н., Фаррахов Е.Г., Кацков Н.К.* А.с. № SU 1631484 А1. МПК G 01 V9/00 // БИ. 1991. № 8.
16. *Пушкарев А.И., Новоселов Ю.Н., Ремнев Г.Е.* Цепные процессы в низкотемпературной плазме. Новосибирск: Наука, 2006.
17. *Алукер Н.Л., Суздальцева Я.М., Herrmann M.E., Дулепова А.С.* // ПТЭ. 2016. № 5. С. 115. <https://doi.org/10.7868/S0032816216050025>
18. *Алукер Н.Л., Артамонов А.С., Herrmann M.* // ПТЭ. 2021. № 3. С. 98. <https://doi.org/10.31857/S0032816221020269>
19. *Алукер Н.Л., Артамонов А.С., Гимадова Т.И., Зверев А.С.* // ПТЭ. 2021. № 6. С. 75. <https://doi.org/10.31857/S0032816221050177>
20. *Диколенко Е.Я.* // Уголь. 2003. № 1. С. 25.
21. *Ермаков А.Ю., Качурин Н.М., Сенкус В.В.* // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2018. № 7. С. 212. <https://doi.org/10.25018/0236-1493-2018-7-0-212-218>
22. *Ribeiro J., Ania C.O., Suárez-Ruiz I., Flores D.* // Coal and peat fires: A global perspective. 2018. P. 98. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-849885-9.00007-X>
23. *Bi Z.X., Zheng Y.D., Zhang R., Gu S.L., Xiu X.Q., Zhou L.L., Shen B., Chen D.J., Shi Y.* // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. 2004. V. 15. P. 317. <https://doi.org/10.1023/B:Jmse.0000024233.82681.Dc>
24. *Aluker N.L., Herrmann M.E., Suzdaltseva Ya.M.* // Optics and Spectroscopy. 2019. V. 127. Iss. 6. P. 991. <https://doi.org/10.1134/S0030400X19120026>
25. *Соболев И.С.* // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2007. Т. 311. № 1. С. 34.
26. *Allen D.T., Torres V.M., Thomas J., Sullivan D.W., Harrison M., Hendler A., Herndon S.C., Kolb C.E., Fraser M.P., Hill A.D., Lamb B.K., Miskimins J., Sawyer R.F., Seinfeld J.H.* // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2013. V. 110. Iss. 44. P 17768. <https://doi.org/10.1073/pnas.1315099110>
27. *Batugin A.S., Kobytkin A.S., Musina V.* // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2019. V. 221. № 1. P. 012087. <https://doi.org/10.17580/em.2019.02.14>
28. *Deng J., Zhao J., Zhang Y., Huang A., Liu X., Zhaia X., Wang C.* // Process. Safety and Environmental Protection. 2016. V. 104. Part A. P. 218. <https://doi.org/10.1016/j.psep.2016.09.00>
29. *Aduiev B.P., Nurmukhametov D.R., Kraft Y.V., Ismagilov Z.R.* // Optics and Spectroscopy. 2020. V. 128. № 3. P. 442. <https://doi.org/10.21883/OS.2020.03.49073.302-19>

---

---

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

---

---

УДК 621.384.62

**ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО СЕЧЕНИЮ ТРАКТА  
УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ МИКРОМЕТЕОРИТОВ  
С ПОМОЩЬЮ ИНДУКЦИОННОГО ДАТЧИКА**© 2022 г. А. В. Пияков<sup>а,\*</sup>, А. М. Телегин<sup>а</sup><sup>а</sup> Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева  
(Самарский университет)

Россия, 443086, Самара, Московское ш., 34

\*e-mail: piyakov.av@ssau.ru

Поступила в редакцию 26.01.2022 г.

После доработки 15.03.2022 г.

Принята к публикации 19.03.2022 г.

Рассмотрены методы определения координаты по сечению тракта ускорителя пролета микронных частиц. Приведены расчеты и результаты моделирования работы датчика для измерения распределения частиц по сечению тракта ускорителя и данные проведения эксперимента. Показано, что распределение частиц по сечению тракта на входе в камеру близко к нормальному закону распределения.

DOI: 10.31857/S0032816222040243

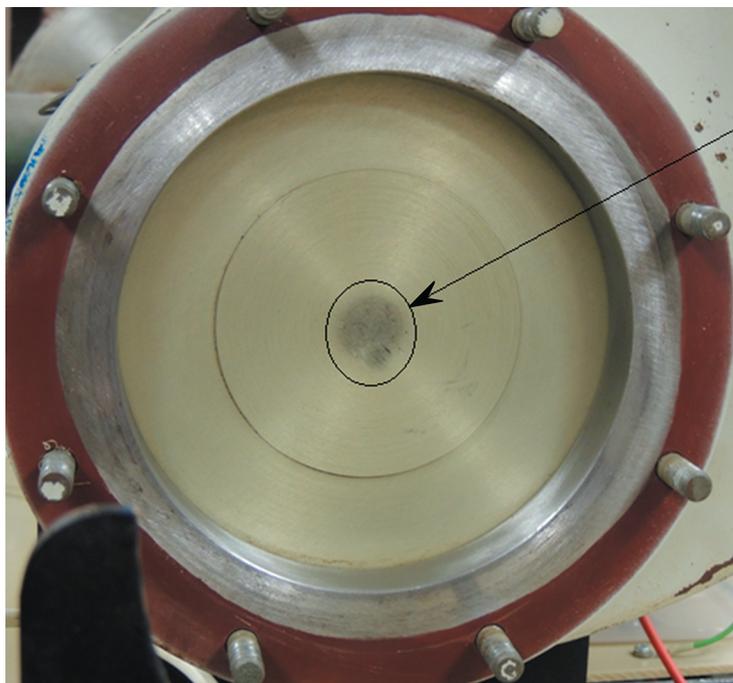
**ВВЕДЕНИЕ**

При проведении экспериментов по соударению высокоскоростных пылевых частиц с материалами конструкций космических аппаратов для повышения качества эксперимента желательно знать плотность распределения частиц по поверхности экспонируемого образца, а еще лучше — точные координаты попадания частиц на мишень, которые бывают необходимы для калибровки датчиков микрометеоритов. На рис. 1 показана задвижка из тракта ускорителя, центральная часть которой была запылена в процессе работы ускорителя микрочастицами (данная задвижка отсекает тракт ускорителя от экспериментальной камеры для обеспечения возможности работы с образцами без выключения ускорителя и развакуумирования его тракта), что говорит о том, что микрочастицы движутся в тракте ускорителя не строго по оси, а распределены по всему сечению тракта.

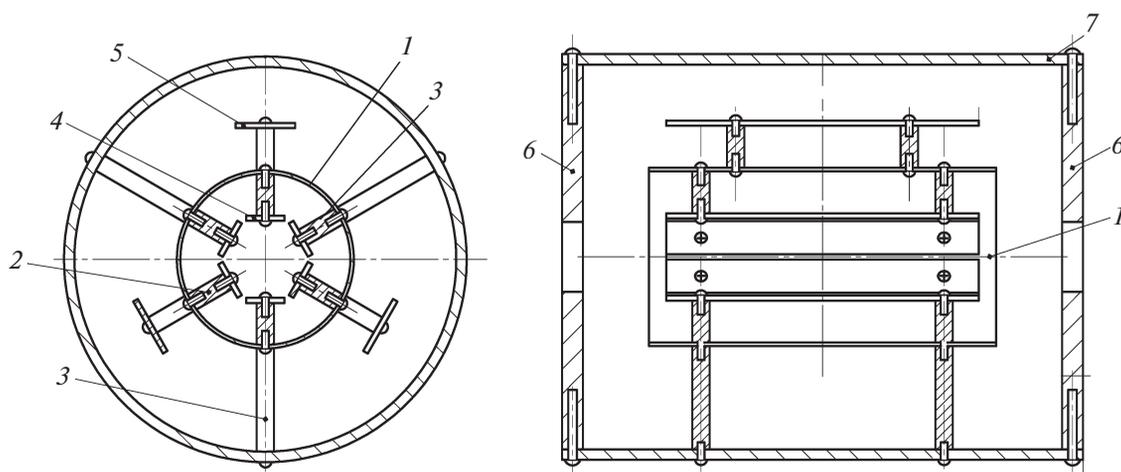
Согласно рис. 1, имеет место распределение частиц по всему тракту ускорителя в пределах внутреннего диаметра дрейфовых трубок, который составляет 20 мм.

Для проведения измерений плотности распределения частиц по сечению тракта в работе [1] предложен датчик, построенный с использованием метода разделения зарядов, в котором координата частицы вычисляется как функция амплитуды напряжения на краях резистивного слоя плоской пластины. В [2] описывается конструкция

датчика, работа которого основана на использовании времяпролетного метода для измерения времени пролета частицы от индукционного датчика (цилиндра Фарадея) до места соударения с мишенью. Геометрическая форма мишени выполнена в виде винтовой спирали, что позволяет определить расстояние от начала датчика до поверхности мишени как функцию угловой и радиальной координаты. Однако оба этих способа используют удар частицы о поверхность датчика в качестве источника измеряемого сигнала, что не позволяет одновременно измерять координаты частицы и использовать эту же частицу в дальнейших экспериментах. В [3] описана конструкция и представлены экспериментальные данные работы индукционного датчика, позволяющего измерять координаты частицы в процессе ее движения в вакуумной камере бесконтактным способом. Данный детектор состоит из четырех пар плоских пластин, на которые заряженная частица наводит заряд. Недостатком такого датчика является то, что измерение координат происходит одновременно, что вносит погрешность в результат измерения координат частиц при движении частицы не параллельно оси ускорителя. Для устранения данного недостатка предлагается использовать индукционный датчик, координаты пролета частицы в котором определяются по принципу триангуляции.



**Рис. 1.** Фотография задвижки, установленной в тракте ускорителя микронных частиц перед камерой для экспериментов. Стрелкой показана область распыления микрочастиц в тракте.



**Рис. 2.** Схема конструкции индукционного датчика. 1 – экранирующая трубка, 2 – диэлектрическая стойка, 3 – латунная стойка, 4 – медная пластина, 5 – зарядочувствительный усилитель, 6 – заглушки, 7 – корпус.

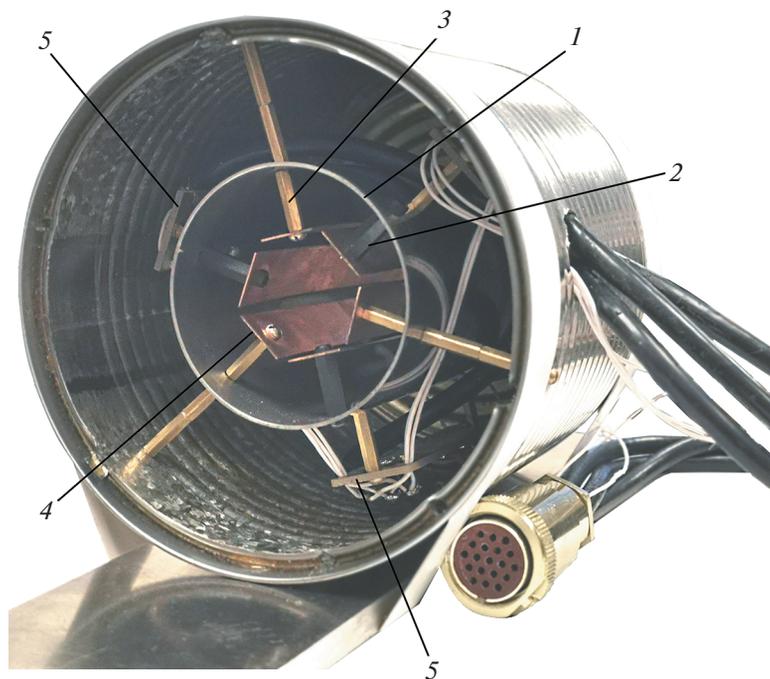
### КОНСТРУКЦИЯ ИНДУКЦИОННОГО ДАТЧИКА

Схема датчика для определения координаты пролета заряженной частицы приведена на рис. 2, его фотография – на рис. 3.

Экранирующая трубка 1 выполнена из нержавеющей стали и имеет размеры: длина 100 мм, внешний диаметр трубки 51 мм, толщина стенки 1 мм. Медные пластины 4 размером  $11 \times 90$  мм имеют толщину 1 мм. Диэлектрические (нейлон)

2 и латунные 3 стойки служат для позиционирования медных пластин внутри датчика и имеют одинаковую высоту 12 мм, в них выполнено резьбовое отверстие М2. Латунные стойки обеспечивают контакт прикрепленных к ним пластин с экранирующей трубкой. Емкость медных пластин, служащих электродами, относительно экранирующей трубки составляет 5.8 пФ, межэлектродная емкость 2.5 пФ.

Ранее при работе с ускорителем микронных частиц для усиления сигналов с индукционных



**Рис. 3.** Фотография индукционного датчика без передней заглушки (для наглядности снята). Позиции те же, что и на рис. 2.

датчиков нами применялись зарядочувствительные усилители (ЗЧУ), схема и конструкция которых, а также результаты экспериментов с которыми приведены в работах [4, 5]. Однако данные усилители имеют большие габариты (размер печатной платы составляет  $116 \times 56$  мм) и их размещение в вакуумной камере в непосредственной близости от медных пластин датчика весьма проблематично. Для уменьшения габаритов новые ЗЧУ были выполнены по схеме, предложенной в [6] и представленной на рис. 4, однако номиналы элементов схемы с целью повышения коэффициента усиления ЗЧУ подверглись небольшой коррекции.

Так, в обратной связи первого операционного усилителя были установлены конденсатор  $C_1$  емкостью 1 пФ (в оригинальной схеме применялись конденсаторы 2 или 10 пФ) и резистор  $R_1$  сопротивлением 1 ГОм (в оригинальной схеме 500 МОм). Добавлены защитные диоды  $D_1$  и  $D_2$ , а также в обратной связи второго операционного усилителя установлен резистор  $R_3$  номиналом 100 кОм (в оригинальной схеме 10 кОм), что позволило увеличить коэффициент усиления зарядочувствительного усилителя. Размеры печатной платы нового ЗЧУ составили  $61.5 \times 17$  мм. Входы усилителей подключены к соответствующим медным пластинам, а выходы соединены с разъемом РС19 посредством коаксиального кабеля РК50. Питание усилителей осуществляется по проводу МГТФ-0,12, выведенному в тот же разъем. При-

менение разъема РС19 обусловлено наличием гермоперехода РСГСП19 в вакуумной камере, в которой установлен датчик. Питание усилителей двухполярное и осуществляется от двух батареек типа 3R12 с напряжением 4.5 В.

Для уменьшения возможных помех зарядочувствительные усилители расположены в непосредственной близости от медных пластин. Так как топология печатной платы фактически выполнена в одном слое (за исключением контактных площадок разъемов и выводных элементов, которые возможно сформировать для планарного монтажа), то в дальнейшем предлагается установить зарядочувствительные усилители непосредственно вместо медных пластин. При этом нижний слой печатной платы, представляющий собой цельную медную фольгу, будет служить индукционным датчиком, а на верхнем слое реализована топология зарядочувствительного усилителя. Такая компоновка позволит уменьшить габариты датчика и избавиться от внешнего корпуса, так как его функцию будет выполнять экранирующая трубка.

Сравнение усилителей показало, что предложенный усилитель обладает большей чувствительностью при более простой электрической схеме и меньших габаритах печатной платы. На рис. 5 приведена осциллограмма сигналов, наведенных одной и той же частицей, последовательно пролетающей два соседних индукционных датчика (цилиндра Фарадея) измерительной ли-

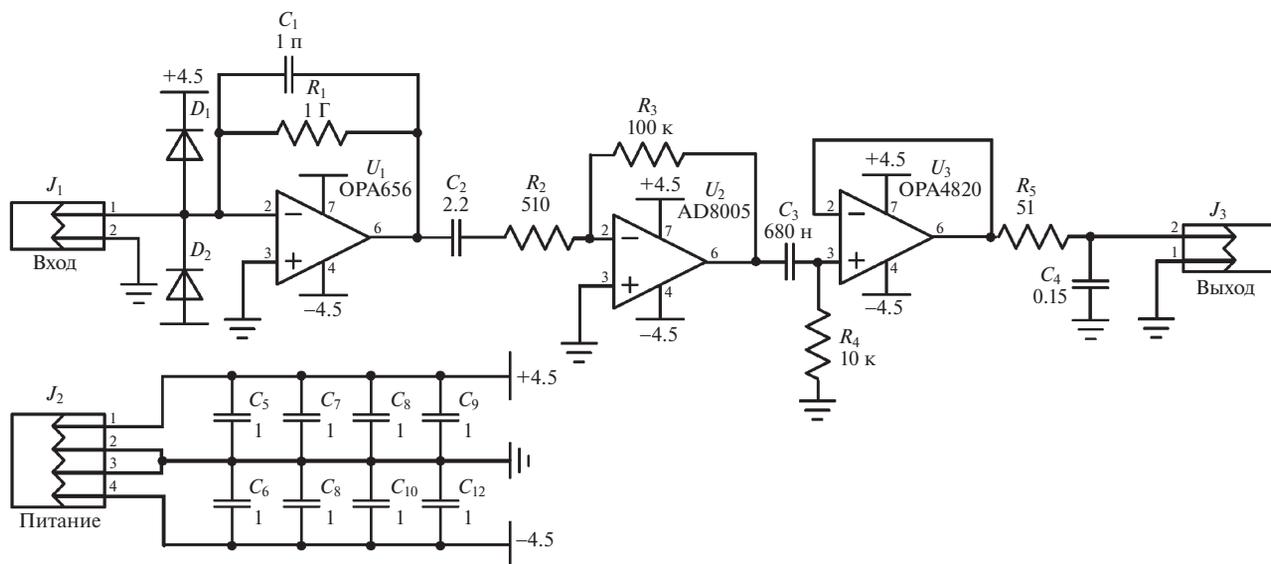


Рис. 4. Электрическая принципиальная схема нового зарядочувствительного усилителя.

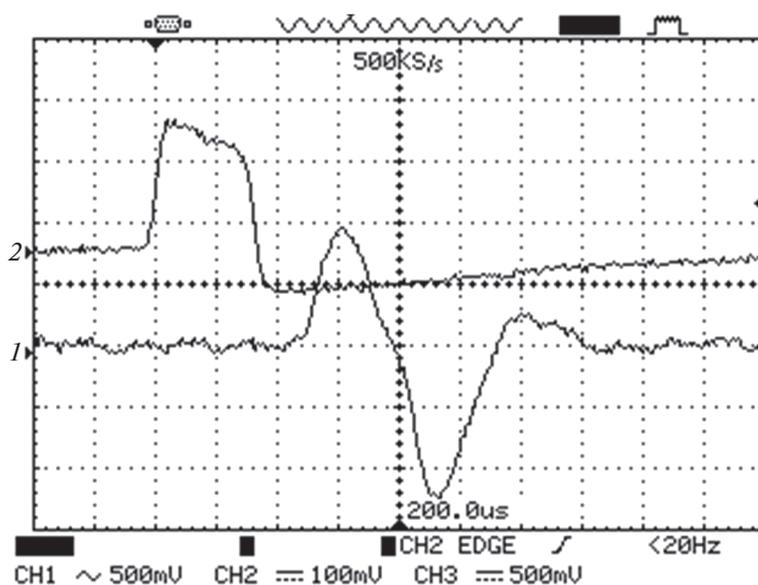
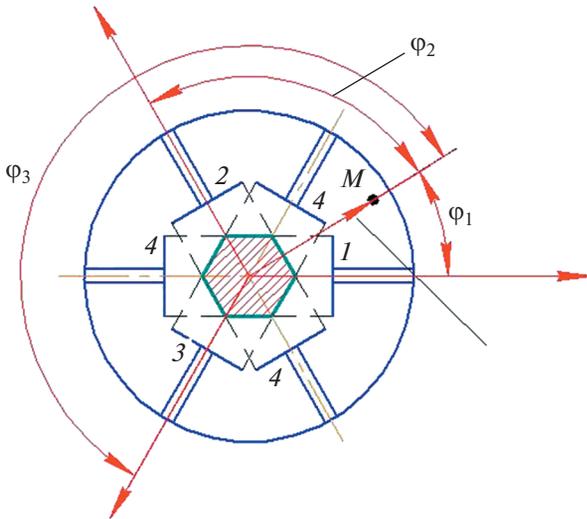


Рис. 5. Осциллограммы сигналов с одинаковых индукционных датчиков для разных зарядочувствительных усилителей. Масштаб по вертикальной оси: для канала 1 – 500 мВ, для канала 2 – 100 мВ; по горизонтальной оси – 50 мкс.

нейки ускорителя микрочастиц, и усиленных разными зарядочувствительными усилителями. Подробное описание индукционного датчика приведено в [5].

На рис. 5 сигнал канала 1 соответствует сигналу нового ЗЧУ [6], а сигнал канала 2 – сигналу ЗЧУ, описанному в работе [4]. Согласно рис. 5, новый усилитель обладает большей чувствительностью. Коэффициент усиления старого усилителя равен 1000, тогда как нового ЗЧУ – порядка 5000, однако присутствует ярко выраженное диф-

ференцирование сигнала: положительный импульс сигнала соответствует движению частицы в первой половине цилиндра Фарадея, отрицательный импульс – движению частицы во второй его половине. Но так как собственная емкость разрабатываемого индукционного датчика будет гораздо меньше емкости цилиндров Фарадея измерительной линейки ускорителя частиц (порядка 5.8 пФ вместо 45 пФ), то в конечном итоге такого явного дифференцирования сигнала наблюдаться не будет. Таким образом, для функционирования разрабатываемого датчика необходимо лишь



**Рис. 6.** Геометрия датчика. 1–3 – измерительные электроды; 4 – земляные электроды;  $M$  – некоторая точка внутри;  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  – углы между радиус-вектором точки  $M$  и осями, перпендикулярно которым расположены измерительные электроды.

равенство коэффициентов усиления всех трех входящих в его состав усилителей, что достигается путем подбора резисторов  $R_3$  на этапе сборки.

### ПРИНЦИП РАБОТЫ ДАТЧИКА

Принцип работы устройства следующий. В ускорителе заряженные микрочастицы ускоряются под действием электрического поля до скоростей порядка 1–12 км/с. Зарядка частиц происходит в инжекторе и носит случайный характер. Как показали эксперименты [7], заряд используемых в экспериментах частиц алюминиевой пудры марки ПАП-1 с размером от 1 до 10 мкм варьируется от  $10^{-12}$  до  $10^{-15}$  Кл. На процесс зарядки частиц влияет множество параметров, однако в первом приближении заряд частицы можно определить по формуле:

$$Q = \frac{2\pi^3 \epsilon_0 r^2 R U}{3(r + R)^2},$$

где  $r$  – средний радиус частицы,  $R$  – радиус острия иглы инжектора,  $U$  – напряжение на игле инжектора.

Максимально возможный заряд частицы ограничивает эффект автоионной эмиссии. Для идеальной сферической частицы заряд соответствует поверхностной плотности электрического поля  $10^{10}$  В/м. Так как частицы не имеют идеальную сферическую форму, то для частиц одинаковой массы заряд будет зависеть от того, насколько форма частицы близка к сферической. Как показано в [7], в применяемом нами инжекторе части-

цы пудры ПАП-1 заряжаются до 20%-ного уровня от максимально возможного заряда. Зарядка частиц необходима для дальнейшего их ускорения в электрическом поле ускорителя и также используется для регистрации частиц в датчиках, расположенных в тракте ускорителя.

При пролете заряженной микрочастицы через датчик на измерительные электроды наводится потенциал, зависящий, в соответствии с теоремой Рамо–Шокли [8, 9], от заряда, скорости микрочастицы и расстояния от микрочастицы до измерительного электрода:

$$i_k(t) = Q(\mathbf{V}\mathbf{E}_k), \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}_k$  – эффективная (взвешенная) напряженность поля в точке, где находится заряд  $Q$  в момент времени  $t$ , рассчитанная по схеме: заряд удален, потенциал проводника, с которого снимается ток, равен 1 В, потенциал оставшихся проводников равен 0;  $\mathbf{V}\mathbf{E}_k$  – скалярное произведение вектора скорости и эффективной напряженности.

Если траектория движения микрочастицы отклонена от оси симметрии датчика, то на каждый из измерительных электродов наводится разный электрический потенциал, зависящий от близости микрочастицы к конкретному измерительному электроду. После обработки полученных данных можно судить об отклонении микрочастицы от оси ускорителя.

Если учитывать параметры внешней измерительной цепи, которая подключена через разделительный конденсатор большой емкости к нечетным электродам для отсекаания постоянной составляющей напряжения, то получим формулу, связывающую напряжение на нагрузке  $U_n(t)$  с наведенным током  $i_{ind}(t)$  [8, 9]:

$$\frac{d}{dt} U_n(t) + \frac{1}{R_n C} U_n(t) = i_{ind}(t) \frac{1}{C}, \quad (2)$$

где  $R_n$  – сопротивление нагрузки,  $C$  – суммарная емкость измерительного электрода и паразитной емкости нагрузки.

Считаем, что  $R_n$  бесконечно велико, тогда выражение (2) можно упростить:

$$\frac{d}{dt} U_n(t) = i_{ind}(t) \frac{1}{C} \quad (3)$$

или переписать в виде:

$$U_n(t) = Q\varphi^*(t) \frac{1}{C}, \quad (4)$$

где  $\varphi^*(t)$  – эффективный потенциал поля в точке, где находится заряд  $Q$  в момент времени  $t$ .

Таким образом, зная  $\varphi^*(t)$  в определенный момент времени  $t$  и зная  $U_n(t)$ , можно рассчитать заряд частицы  $Q$ .

Тогда получим

$$\varphi_{ind}^*(t) = Q\varphi^*(t), \quad (5)$$

где  $\varphi_{ind}^*(t)$  – потенциал, наведенный на электродах при условии, что емкость  $C = 1$ .

На рис. 6 представлена конструкция датчика (вид с торца).

Микрочастица, подлетая к датчику, наводит электрический потенциал на три измерительных электрода, представляющие собой прямоугольные металлические пластины, нормали к которым расположены под углом  $120^\circ$  друг к другу. Максимальное значение потенциала на измерительном электроде будет достигнуто, когда частица находится в середине измерительного электрода относительно оси  $OZ$ . Введем следующие допущения: конструкция представляет собой шесть конденсаторных датчиков, расположенных под углом  $120^\circ$  друг относительно друга, и они не оказывают влияния друг на друга в процессе измерений. Это допустимо с погрешностями в пределах заштрихованной области (см. рис. 5).

Тогда напряжение, которое измеряется с каждого измерительного электрода, определяется следующим образом:

– для измерительного электрода 1

$$U_1 = (K_1/C_1)Q \left( \frac{d/2 + \rho \cos \varphi_1}{d} \right), \quad (6)$$

– для измерительного электрода 2

$$U_2 = (K_2/C_2)Q \left( \frac{d/2 + \rho \cos \varphi_2}{d} \right), \quad (7)$$

– для измерительного электрода 3

$$U_3 = (K_3/C_3)Q \left( \frac{d/2 + \rho \cos \varphi_3}{d} \right), \quad (8)$$

где  $Q$  – заряд микрочастицы;  $\rho$  – расстояние от центра устройства до точки  $M$ ;  $d$  – расстояние между измерительным и земляным электродами, расположенными на одной оси;  $\varphi_1 + \varphi_2 = 120^\circ$ ;  $\varphi_3 + \varphi_1 = 240^\circ$ ;  $K_1, K_2, K_3$  – коэффициенты усиления усилителей, подключенных соответственно к измерительным электродам 1, 2, 3;  $C_1, C_2, C_3$  – соответственно емкости между измерительными электродами 1, 2, 3 и земляными электродами.

Согласно рис. 5 и приведенным выше выражениям получим:

$$\varphi_1 = \arctg \left( \frac{\sqrt{3} \frac{U_3(C_3/K_3)/(U_1(C_1/K_1)) - U_2(C_2/K_2)/(U_1(C_1/K_1))}{U_3(C_3/K_3)/(U_1(C_1/K_1)) + U_2(C_2/K_2)/(U_1(C_1/K_1)) - 2}} \right), \quad (9)$$

$$\rho = \frac{(U_2(C_2/K_2)/(U_1(C_1/K_1)) - 1)d}{2(\cos(120^\circ - \varphi_1) - (U_2(C_2/K_2)/(U_1(C_1/K_1))) \cos \varphi_1)}. \quad (10)$$

В случае использования симметричных каналов для каждого измерительного электрода упростим получившиеся выражения:

$$\varphi_1 = \arctg \left( \frac{\sqrt{3} \frac{U_3/U_1 - U_2/U_1}{U_3/U_1 + U_2/U_1 - 2}} \right), \quad (11)$$

$$\rho = \frac{(U_2/U_1 - 1)d}{2(\cos(120^\circ - \varphi_1) - (U_2/U_1) \cos \varphi_1)}. \quad (12)$$

Так как для определения координат частиц в формулах (11) и (12) напряжения, измеренные с каждого измерительного электрода ( $U_1, U_2, U_3$ ), входят как соотношения, то для описываемого в статье датчика не имеет значения величина заряда регистрируемой частицы. От заряда будут зависеть лишь сами напряжения  $U_1, U_2$  и  $U_3$ , а их соотношения будут зависеть только от координаты пролета частицы через датчик.

### НАСТРОЙКА ДАТЧИКА

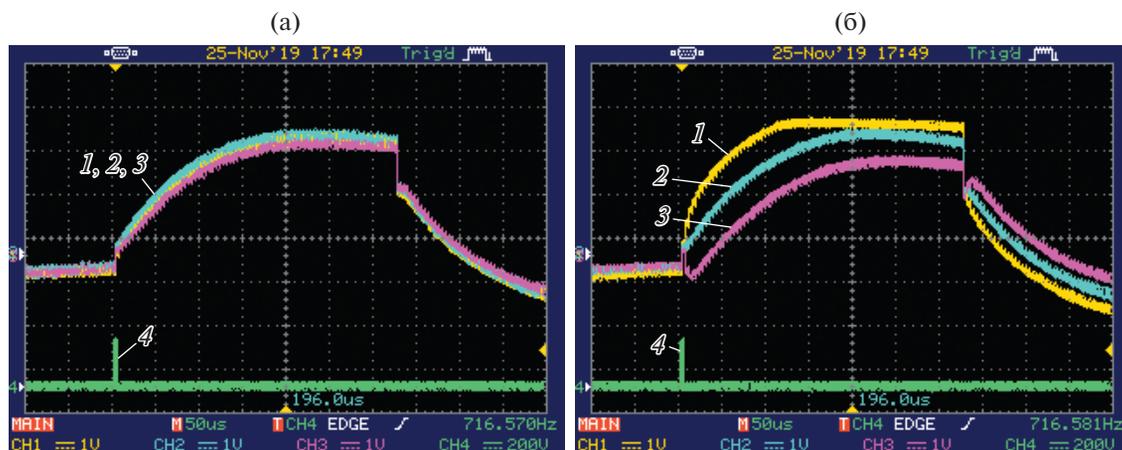
Для проверки симметричности конструкции устройства и одинаковости коэффициентов уси-

ления зарядочувствительных усилителей вдоль оси устройства был помещен провод, подключенный к генератору импульсов. Осциллограммы с усилителей измерительных электродов представлены на рис. 7. Они подтверждают работоспособность устройства тем, что амплитуда сигналов с измерительных электродов зависит от отклонения провода от оси устройства. На 4-й канал (самый нижний график на рис. 7) осциллографа введен синхроимпульс генератора.

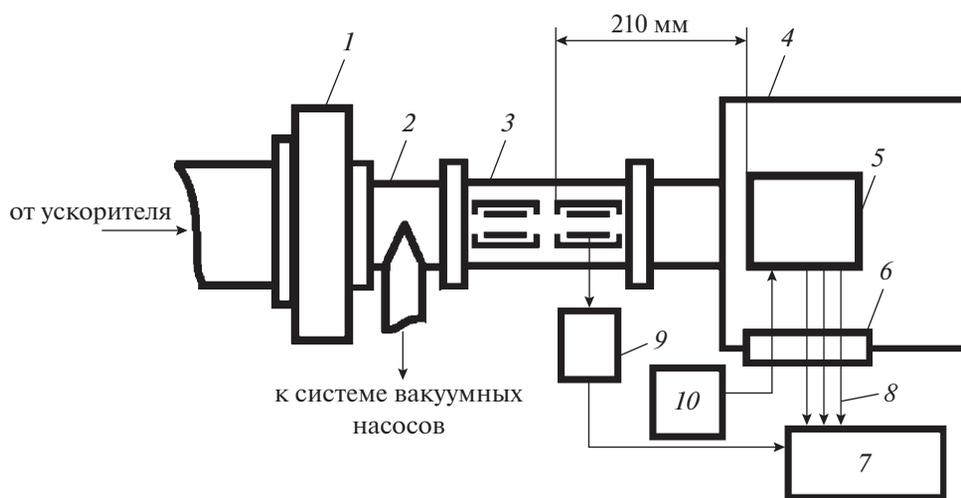
Согласно рис. 7, путем подбора номиналов резисторов удалось обеспечить одинаковые коэффициенты усиления ЗЧУ для всех трех каналов индукционного датчика. Также видна явная зависимость амплитуд сигналов от расположения провода, имитирующего трек пролета частицы внутри датчика.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для измерения распределения плотности частиц по сечению тракта ускорителя индукционный датчик был помещен в вакуумную камеру



**Рис. 7.** Осциллограммы с зарядочувствительных усилителей при тарировке: **а** – провод расположен по оси датчика, **б** – провод смещен от оси датчика. 1, 2, 3 – каналы датчика; 4 – импульс с синхрогенератора.



**Рис. 8.** Схема эксперимента. 1 – вакуумная задвижка (фотография приведена на рис. 1); 2 – вакуумный тройник, обеспечивающий соединение вакуумного тракта с системой насосов; 3 – измерительная линейка (подробное описание дано в [5]); 4 – камера для экспериментов; 5 – описываемый в данной работе индукционный датчик; 6 – гермопереход РСГСП19; 7 – 4-канальный осциллограф RIGOLDS1154Z; 8 – коаксиальный кабель РК50; 9 – штатный ЗЧУ [4]; 10 – батарее питания ЗР12.

ускорителя микрочастиц [10]. Схема постановки эксперимента приведена на рис. 8.

Характерные осциллограммы сигналов, фиксируемые в ходе эксперимента, приведены на рис. 9.

В ходе эксперимента были измерены амплитуды сигналов для 1886 частиц. По измеренным амплитудным значениям по формулам (11) и (12) вычислялись координаты  $\rho$  и  $\phi$  пролета частицы через датчик. Полученные координаты  $\rho$  и  $\phi$  были переведены в декартовую систему координат, преимущество которой в данном случае заключалось в том, что площади всех участков сечения тракта одинаковы и удобны для построения зави-

симости плотности распределения частиц по сечению тракта.

На рис. 10 приведены координаты пролета фиксируемых датчиком частиц.

На рис. 11 приведена зависимость количества частиц, проходящих через участок сечения с заданными координатами.

Полученные в ходе работы данные могут быть использованы для создания конструкции устройства для определения места пролета высокоскоростной микрочастицы через сечения тракта ускорителя микрочастиц, а также при разработке измерителя вектора скорости микрочастицы, что позволит в дальнейшем улучшить фокусировку ускорителя заряженных микрочастиц и тем са-



Рис. 9. Осциллограммы сигналов. 1 – сигнал со штатного ЗЧУ, подключенного к измерительной линейке ускорителя; 2, 3, 4 – сигналы с усилителей описываемого в данной статье датчика.

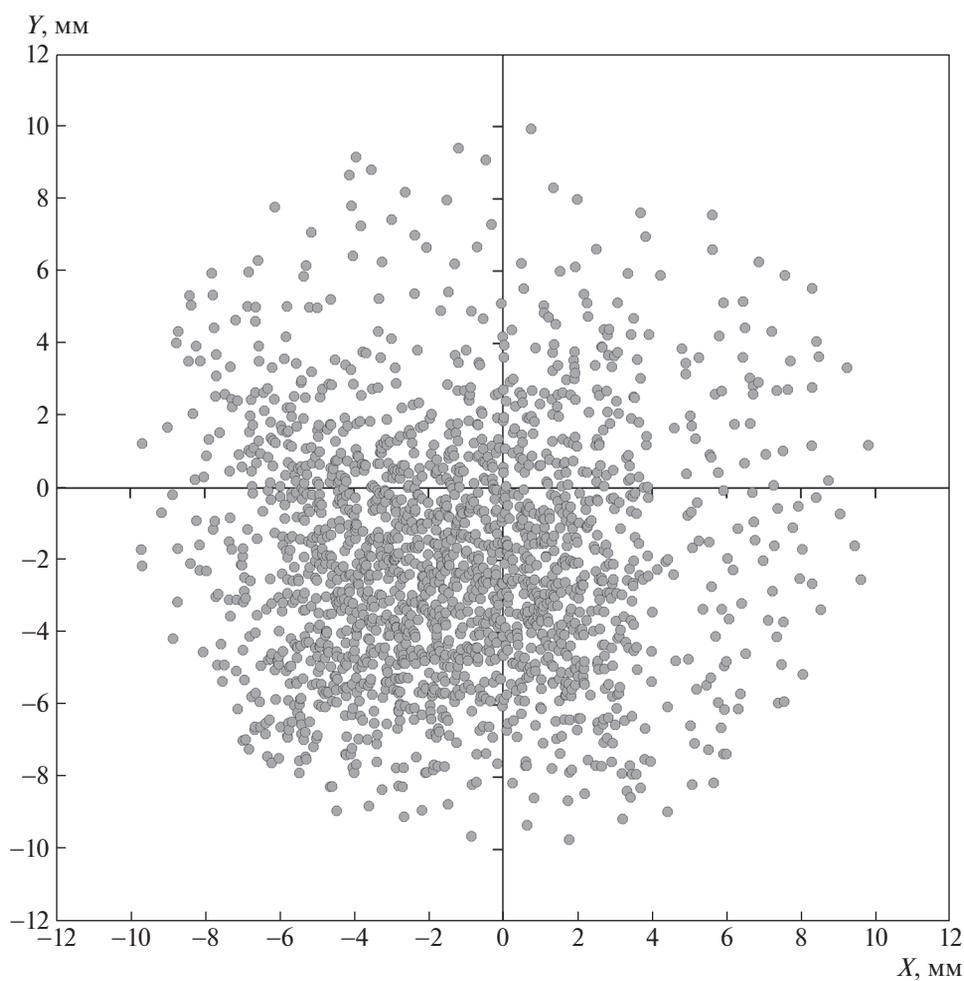


Рис. 10. Координаты фиксируемых датчиком частиц.

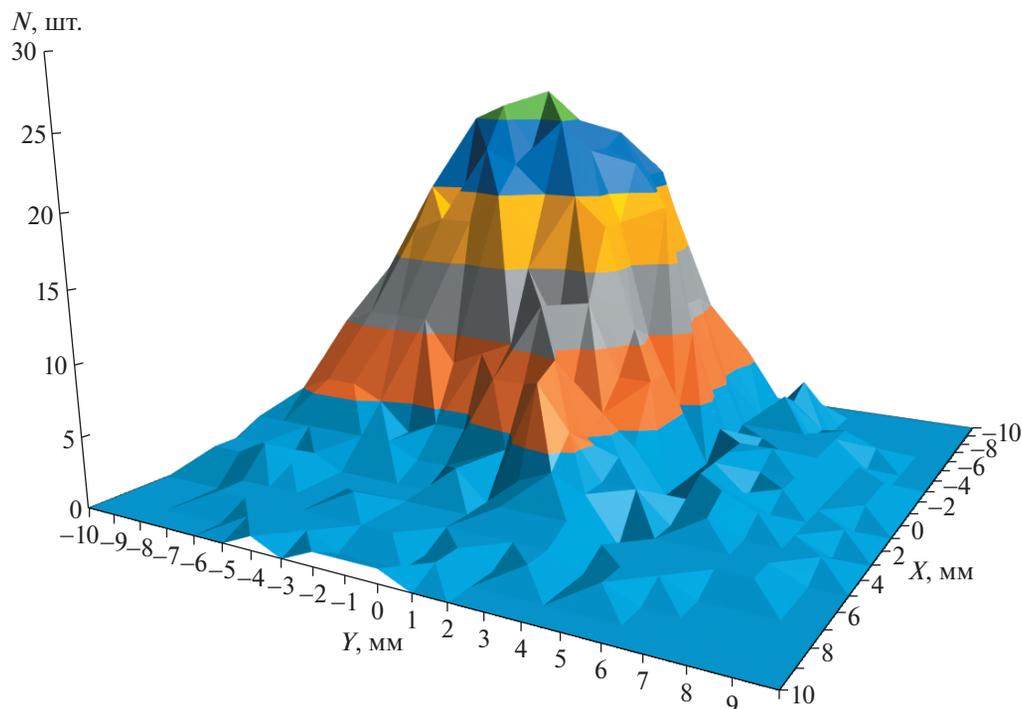


Рис. 11. Распределение частиц по координатам.

мым повысить КПД работы ускорителя. Результаты исследования позволяют расширить функциональные возможности наземной аппаратуры для имитации факторов космического пространства в лабораторных условиях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семкин Н.Д., Пияков А.В. // ПТЭ. 2015. № 5. С. 128. <https://doi.org/10.7868/S0032816215040126>
2. Пияков А.В. // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета им. академика С.П. Королева (национального исследовательского университета). 2011. № 7. С. 133.
3. Otto K.A., Srnata R., Auer S., Bugiel S., Grün E., Kempf S., Xie J. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A. 2013. V. 729. P. 841. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.07.065>
4. Днищенко В.А. // Схемотехника. 2003. № 6. С. 26.
5. Телегин А.М., Пияков А.В. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 101. <https://doi.org/10.7868/S0032816217060131>
6. Thomas E., Simolka J., DeLuca M., Horányi M., Janches D., Marshall R.A., Munsat T., Plane J.M.C., Sternovsky Z. // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. P. 034501. <https://doi.org/10.1063/1.4977832>
7. Семкин Н.Д., Пияков А.В., Воронов К.Е., Шепелев С.М., Богоявленский Н.Л. // ПТЭ. 2006. № 3. С. 154.
8. Герштейн Г.М. Моделирование полей методом электростатической индукции. М.: Наука, 1970.
9. Иновенков А.Н., Константинов О.В., Пирогов В.И. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 9. С. 1.
10. Семкин Н.Д., Пияков А.В. // Сб. материалов конференции “Актуальные проблемы ракетно-космической техники и ее роль в устойчивом социально-экономическом развитии общества”. Самара: ФГУП ГНПРКЦ “ЦСКБ–Прогресс”, 28 сентября–3 октября 2009. С. 151.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВИБРАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА  
ПЬЕЗОРЕЗИСТИВНЫЙ ДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ© 2022 г. Cao Yuxiao<sup>a</sup>, Chen Chunjun<sup>a,b,\*</sup>, Deng Chao<sup>a</sup><sup>a</sup> School of Mechanical Engineering, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China<sup>b</sup> Technology and Equipment of Rail Transit Operation and Maintenance Key Laboratory of Sichuan province, Chengdu 610031, China

\*e-mail: cjchen@swjtu.edu.cn

Поступила в редакцию 07.01.2022 г.

После доработки 23.01.2022 г.

Принята к публикации 15.03.2022 г.

Измеренная величина бокового давления на корпус высокоскоростного поезда будет зависеть от вибраций поезда в условиях сложной испытательной среды. Данная статья посвящена исследованию влияния виброускорения на измерение бокового давления, воздействующего на поверхность стен кузова высокоскоростных поездов. С целью изучения влияния вибраций на пьезорезистивные датчики давления создана лабораторная платформа с соединительной муфтой вибрационного давления. С экспериментальной платформы собираются данные выходного сигнала пьезорезистивного датчика давления при вибрационных нагрузках различной частоты. Выходные сигналы датчика вибрации и давления разделяются с помощью метода, основанного на принципе EEMD (Ensemble Empirical Mode Decomposition). Путем анализа различных вибрационных нагрузок и выходного сигнала датчика давления получены их внутренние соотношения. Кроме того, результаты данного исследования дают теоретические рекомендации для измерения как бокового давления, оказываемого на стенки высокоскоростного поезда, так и давления, оказываемого на поверхность транспортных средств в других условиях ускоренной нагрузки.

DOI: 10.31857/S0032816222040176

## 1. ВВЕДЕНИЕ

С быстрым развитием высокоскоростных железных дорог скорость поездов продолжает увеличиваться, а аэродинамический эффект усиливаться [1]. Взаимодействие поезда с воздухом становится все более интенсивным, в результате создаются колебания бокового давления, действующего на подвижной состав, что является основной причиной аэрошума высокоскоростного поезда. Когда скорость превышает 300 км/ч, сопротивление, преодолеваемое поездом, в основном исходит от окружающей воздушной среды. В этом случае аэрошум превышает шум тяги, и механический шум становится основным источником акустического шума [2]. Резко возросший аэрошум не только влияет на комфорт пассажиров в вагонах и людей, проживающих вдоль железной дороги, но и увеличивает энергопотребление поезда, а также, что наиболее важно, снижает безопасность эксплуатации поездов.

Источником давления на поверхность поезда являются аэродинамическая и производственная вибрации [3]. Чтобы обеспечить теоретическую основу снижения вибрации и шума высокоскоростных поездов, необходимо точно измерить ко-

лебания давления на поверхности высокоскоростного поезда. Пульсирующее давление на поверхность корпуса поезда характеризуется малой амплитудой и широкой полосой частот, а его основная энергия сосредоточена на низких частотах [4]. Поэтому к измерительным характеристикам датчика давления предъявляются более высокие требования. Пьезорезистивный датчик на основе микроэлектромеханических систем (МЭМС), обладающий такими преимуществами, как высокая точность, малый размер и широкая полоса частот [5], широко используется при измерении пульсирующего давления на поверхность высокоскоростных поездов. Однако на высокоскоростные поезда действуют еще и такие факторы, как аэродинамические нагрузки и неровности рельсов во время фактической эксплуатации, которые также будут влиять на структурную характеристику пьезорезистивного датчика. Таким образом, вибрационное ускорение будет влиять на результаты измерения бокового давления на корпус высокоскоростного поезда [6].

В настоящее время уже было проведено несколько исследований о влиянии вибрации на работу датчиков давления. Например, было проанализировано

но влияние больших ускорений и вибрационных нагрузок на микросхему пьезорезистивного датчика и его компоненты на примере среды лопасти несущего винта вертолетов [7]. Толщина мембраны и герметизация соединительной проволоки должны быть тщательно подобраны, чтобы уменьшить влияние ускорения и вибрации на работоспособность датчика и тем самым повысить его надежность. В статье [8], посвященной негативному влиянию низкочастотной вибрационной среды на конструкцию аэрокосмических устройств, был предложен метод испытания на вибрацию, основанный на низкочастотном динамическом эффекте пьезоэлектрических датчиков, в результате низкочастотная характеристика датчика была динамически компенсирована. В работе [9] показатель качества, называемый коэффициентом полезного действия (КПД), был определен как количественный показатель для описания всесторонних характеристик датчика, включая чувствительность, резонансную частоту и помехи при ускорении. Были предложены две конфигурации, и выходные параметры датчика в статических и динамических условиях показали, что конфигурация с четырьмя островами имеет лучшие общие характеристики для альтиметрии. В работе [10] простая модель вибрационных помех была создана с использованием моделирования поезда и программного обеспечения вычислительной гидродинамики (CFD – Computational Fluid Dynamics) для устранения вибрационных помех в тестовом сигнале. В работе [11] влияние виброускорения различной частоты на выходной сигнал пьезорезистивного датчика исследовался с помощью программного обеспечения конечных элементов, а модель вибрационных помех, связанная с частотой виброускорения, определялась путем моделирования соединения электрической структуры. В этой статье представлена структура микропьезорезистивного датчика давления и в первую очередь проанализированы вибрационные помехи при измерении бокового давления на поверхность высокоскоростного поезда. Затем была создана лабораторная платформа с соединительной муфтой вибрационного давления и проведены эксперименты при различных гармонических вибрационных нагрузках. В соответствии с измеренными данными, полученными с помощью экспериментальной платформы, для разделения выходных сигналов вибрации и давления необходимо использовать метод множества эмпирических модовых декомпозиций (EEMD – Ensemble Empirical Mode Decomposition). В конечном итоге, модель выходного сигнала давления, вызванного вибрацией, была установлена.

Структура данной статьи выглядит следующим образом. В разд. 2 описывается структура микропьезорезистивного датчика давления, а в разд. 3 – вибрационные помехи этого датчика. В

разд. 4 описывается лабораторная платформа с соединительной муфтой вибрационного давления и разделение выходного сигнала с помощью метода EEMD. В разд. 5 анализируется взаимосвязь между вибрацией и давлением при различных вибрационных нагрузках. Выводы статьи кратко изложены в разд. 6.

## 2. СТРУКТУРА И ПРИНЦИП ТЕСТИРОВАНИЯ ПЬЕЗОРЕЗИСТИВНОГО МЭМС-ДАТЧИКА ДАВЛЕНИЯ

Типичная конструкция пьезорезистивного МЭМС-датчика давления состоит из подвижной диафрагмы, четырех пьезорезисторов и соединительных частей, которые образуют мост Уитстона [12, 13], как показано на рис. 1. Чтобы максимально повысить чувствительность пьезорезистивного датчика давления, пьезорезисторы обычно размещают в том месте, где напряжение на эластичной чувствительной диафрагме является наибольшим, а именно в центрах четырех сторон диафрагмы. На сопротивление пьезорезисторов влияет давление, которое определяется по выходному сигналу моста Уитстона на диафрагме [14]. Таким образом, значение внешнего давления может быть рассчитано путем измерения напряжения. Соотношение между структурными напряжениями и изменениями сопротивления для каждой точки пьезорезистора имеет вид [15]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \sigma_x \pi_x + \sigma_y \pi_y, \quad (1)$$

где  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  – продольное и поперечное напряжения;  $\pi_x$ ,  $\pi_y$  – продольный и поперечный пьезорезистивный коэффициент.

Пьезорезистивный эффект может быть описан относительным изменением удельного сопротивления  $\Delta R/R$ , которое связано с напряжением матрицей  $\pi_j$  элементов, называемых пьезорезистивными коэффициентами (эта матрица имеет размеры  $6 \times 6$ ). Когда симметрия кубическая, число независимых пьезорезистивных коэффициентов уменьшается до трех:  $\pi_{11}$ ,  $\pi_{12}$  и  $\pi_{44}$  [15]. Продольный и поперечный пьезорезистивные коэффициенты в этом случае могут быть выражены как

$$\pi_x = (\pi_{11} + \pi_{12} + \pi_{44})/2, \quad (2)$$

$$\pi_y = (\pi_{11} + \pi_{12} - \pi_{44})/2. \quad (3)$$

Изменение отношения сопротивления  $\Delta R_n/R$  каждого пьезорезистора можно рассчитать путем интегрирования напряжений по площади его поверхности:

$$\frac{\Delta R_n}{R} = \frac{\pi_x + \pi_y}{A} \int (\sigma_x + \sigma_y) dA. \quad (4)$$

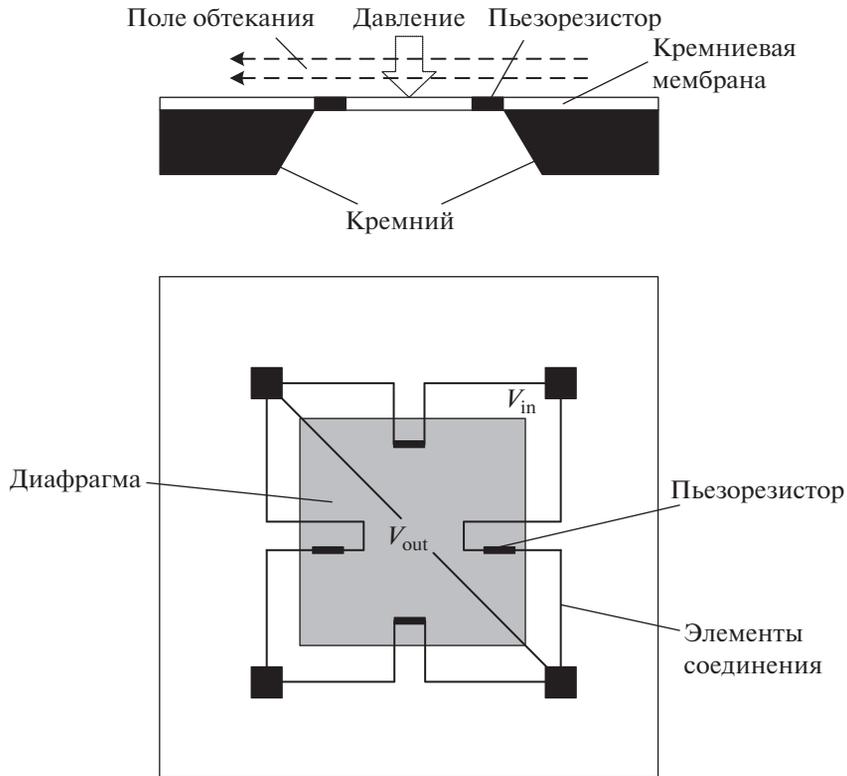


Рис. 1. Типичная структура микросхемы микропьезорезистивного датчика давления.

Здесь  $A$  – площадь поверхности пьезорезистора;  $R_n$  – сопротивление при нулевом напряжении, идентичное для каждого пьезорезистора, где  $n = 1, 2, 3, 4$  – положения сопротивлений на полном контуре моста Уитстоуна, как показано на рис. 1.

С помощью следующего уравнения можно получить выходное напряжение датчика  $U_d$  благодаря соответствующим изменениям сопротивления каждого пьезорезистора  $\Delta R_n/R$ :

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{R_1 R_3 - R_2 R_4}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}, \quad (5)$$

где  $V_{in}$  – напряжения питания,  $V_{out}$  – выходное напряжение датчика.

### 3. ВИБРАЦИОННЫЕ ПОМЕХИ ПЬЕЗОРЕЗИСТИВНОГО ДАТЧИКА ДАВЛЕНИЯ

Когда скоростной поезд движется по настоящей железной дороге, ему будут мешать неровности пути и аэродинамическая нагрузка, поэтому поезд будет испытывать вибрацию с несколькими степенями свободы, а на пьезорезистивный датчик давления, прикрепленный к поверхности поезда, будет влиять вибрация кузова транспортного средства. Когда вибрация передается на диа-

фрагму, действие силы инерции заставляет диафрагму генерировать вибрационное давление [11]. Микропьезорезистивный датчик давления преобразует сигнал давления в ложный электрический сигнал как часть выходного сигнала датчика. В реальном процессе измерения на датчик действуют давление воздуха, вибрационное ускорение и электромагнитные помехи, поэтому сигнал выходного напряжения включает в себя не только измеренное давление воздуха, но и другие сигнальные помехи. Выходная модель может быть выражена следующим образом [15]:

$$P(t) = P_0(t) + P_a(t) + n_a(t) + n(t), \quad (6)$$

где  $P(t)$  – общее выходное давление датчика;  $P_0(t)$  – атмосферное давление;  $P_a(t)$  – помехи, вызванные изменениями структуры датчика из-за вибрации кузова поезда, которые называются вибрационным давлением;  $n_a(t)$  – помехи, вызванные нарушением потока из-за вибрации датчика, которые называются вибрационными помехами;  $n(t)$  – электромагнитные помехи.

Согласно формуле (5), когда скоростной поезд движется по реальной железной дороге, вибрация создает два вида помех: вибрационное давление  $P_a(t)$  и вибрационные помехи  $n_a(t)$ .

Из вышесказанного очевидно, что пьезорезистивный МЭМС-датчик давления, прикреплен-



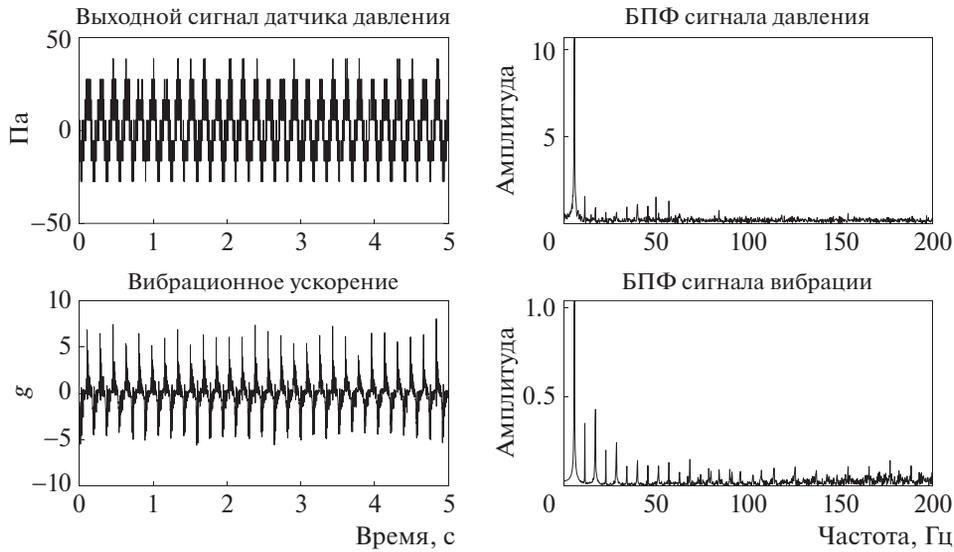


Рис. 4. Вверху – выходной сигнал датчика давления, внизу – гармоническая вибрационная нагрузка с частотой 5.7 Гц.

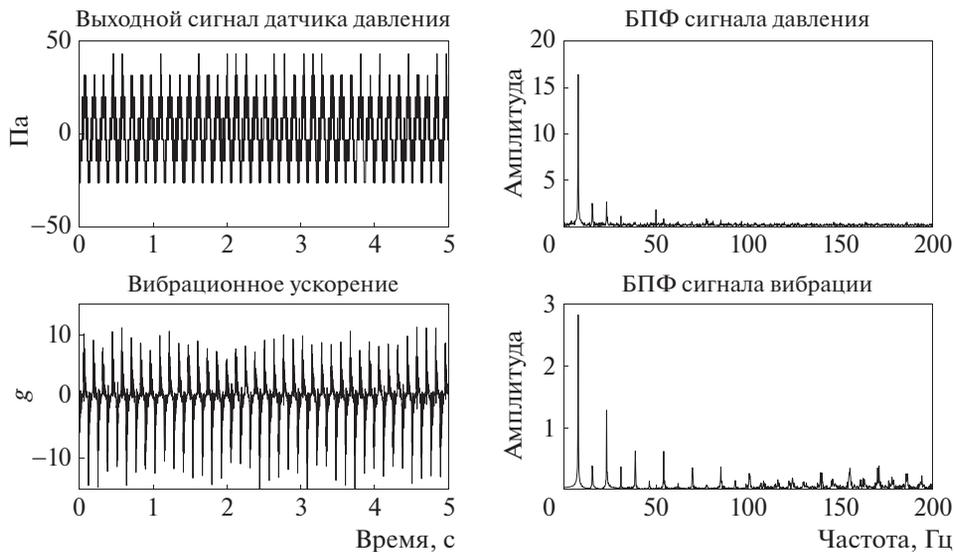


Рис. 5. Вверху – выходной сигнал датчика давления, внизу – гармоническая вибрационная нагрузка с частотой 7.75 Гц.

ции тонкой пластины выглядят следующим образом [16, 17]:

$$P_a(t) = \rho h \ddot{W}_a(t), \tag{7}$$

$$D\nabla^4 \omega(t) = P_a(t), \tag{8}$$

где  $\rho$  – плотность мембраны датчика,  $h$  – толщина диафрагмы,  $\ddot{W}_a(t) = a(t)$ .

Из-за небольшого размера пьезорезистивного МЭМС-датчика давления считается, что ускорение вибрации на диафрагме одинаковое, тогда формулы эквивалентного выходного давления и напряжения выглядят следующим образом:

$$P_a = \rho h a, \tag{9}$$

$$V_a = m P_a, \tag{10}$$

где  $m$  – коэффициент чувствительности пьезорезистивного МЭМС-датчика давления.

В реальной конструкции всегда присутствует определенное демпфирование, которое влияет на динамические характеристики конструкции. Основное уравнение вынужденной вибрации тонкой пластины с демпфированием и инерцией имеет вид [18]:

$$D\nabla^4 \omega(t) + D\chi \nabla^4 \dot{\omega}(t) + \rho h \ddot{\omega}(t) = P_a(t), \tag{11}$$

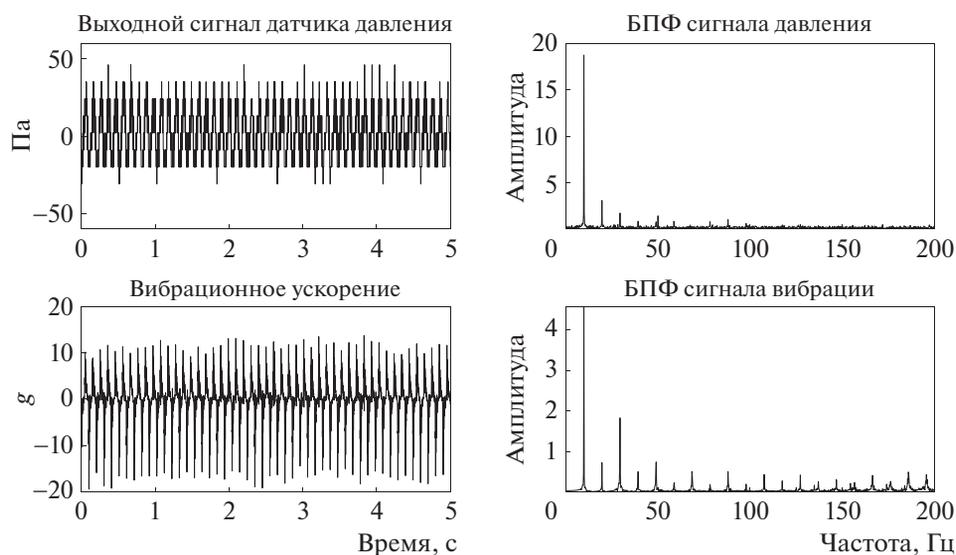


Рис. 6. Вверху – выходной сигнал датчика давления, внизу – гармоническая вибрационная нагрузка с частотой 9.75 Гц.

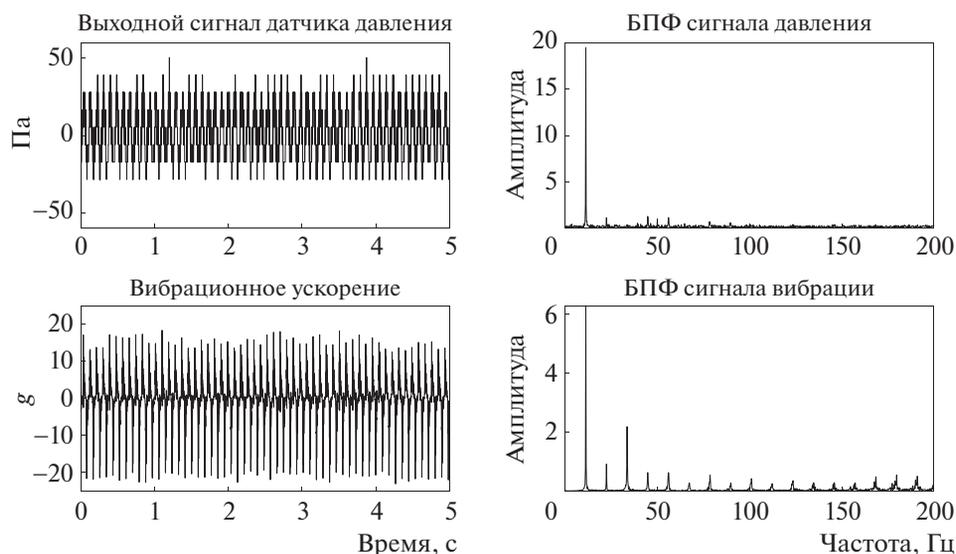


Рис. 7. Вверху – выходной сигнал датчика давления, внизу – гармоническая вибрационная нагрузка с частотой 11.2 Гц.

$$D = \frac{E\delta^3}{12(1-\mu^2)}, \quad (12)$$

где  $E$  – модуль упругости Юнга,  $\delta$  – толщина пластины,  $\mu$  – коэффициент Пуассона,  $\chi$  – коэффициент вязкого демпфирования.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

Пьезорезистивный датчик давления, прикрепленный к поверхности высокоскоростного поезда, генерирует вынужденное перемещение, получая вибрацию от кузова поезда в реальных усло-

виях движения, тем самым образуя паразитный сигнал датчика. Однако довольно затруднительно измерить только сигнал вибрационных помех на поверхности высокоскоростного поезда. Для анализа влияния вибрации на показания пьезорезистивного датчика давления в данном исследовании была разработана лабораторная платформа с соединительной муфтой вибрационного давления.

##### 4.1. Экспериментальная система и результаты

Основная цель эксперимента заключается в том, чтобы измерить динамическую выходную

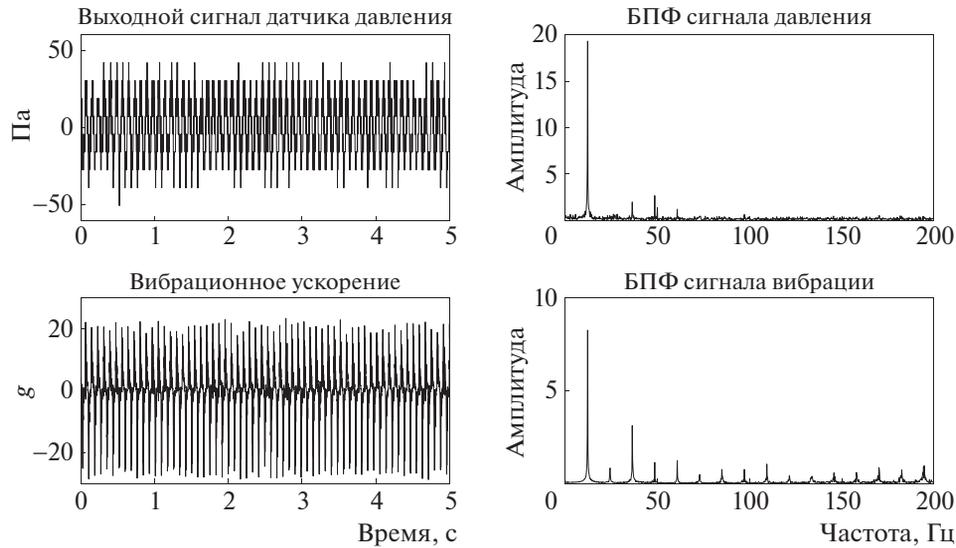


Рис. 8. Вверху – выходной сигнал датчика давления, внизу – гармоническая вибрационная нагрузка с частотой 12.15 Гц.

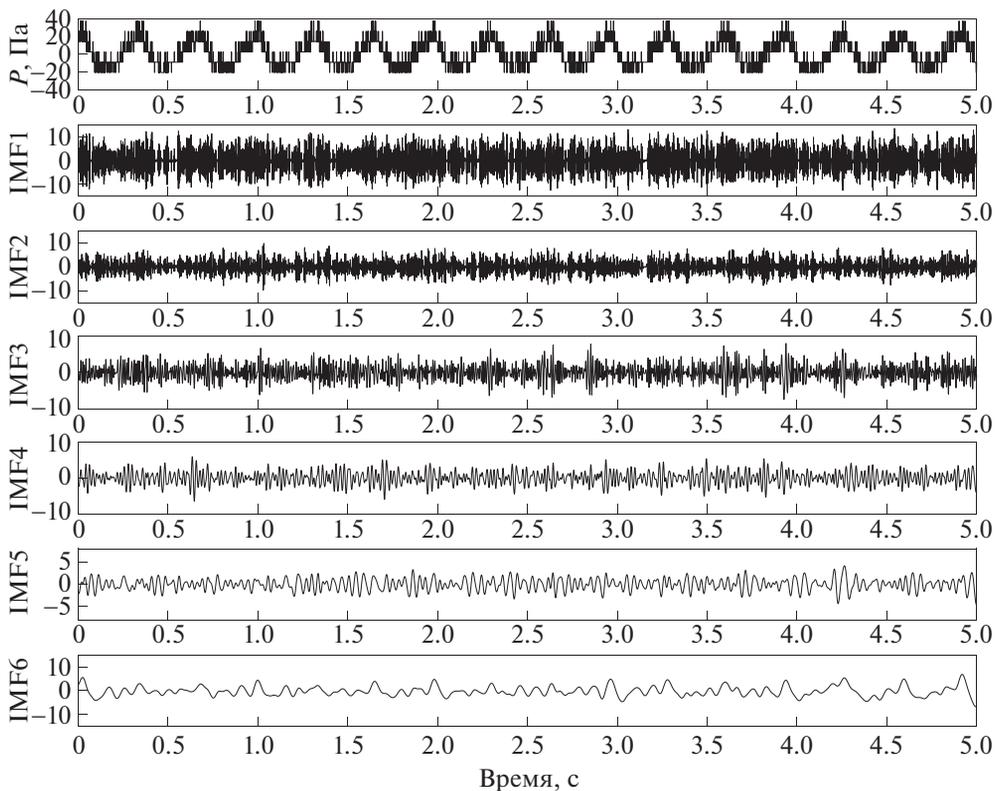


Рис. 9. Часть результатов декомпозиции EEMD сигналов давления, представленных на рис. 3.

характеристику датчика при различных частотах возбуждения простой гармонической вибрации и проанализировать влияние вибрации на пьезорезистивный датчик давления. Частота вибрации корпуса высокоскоростного поезда в основном

находится в пределах 20 Гц, поэтому простая экспериментальная система спроектирована следующим образом. Она в основном содержит источник питания, частотный модулятор, механический блок питания, датчики, коллектор, компьютер и др. Меха-

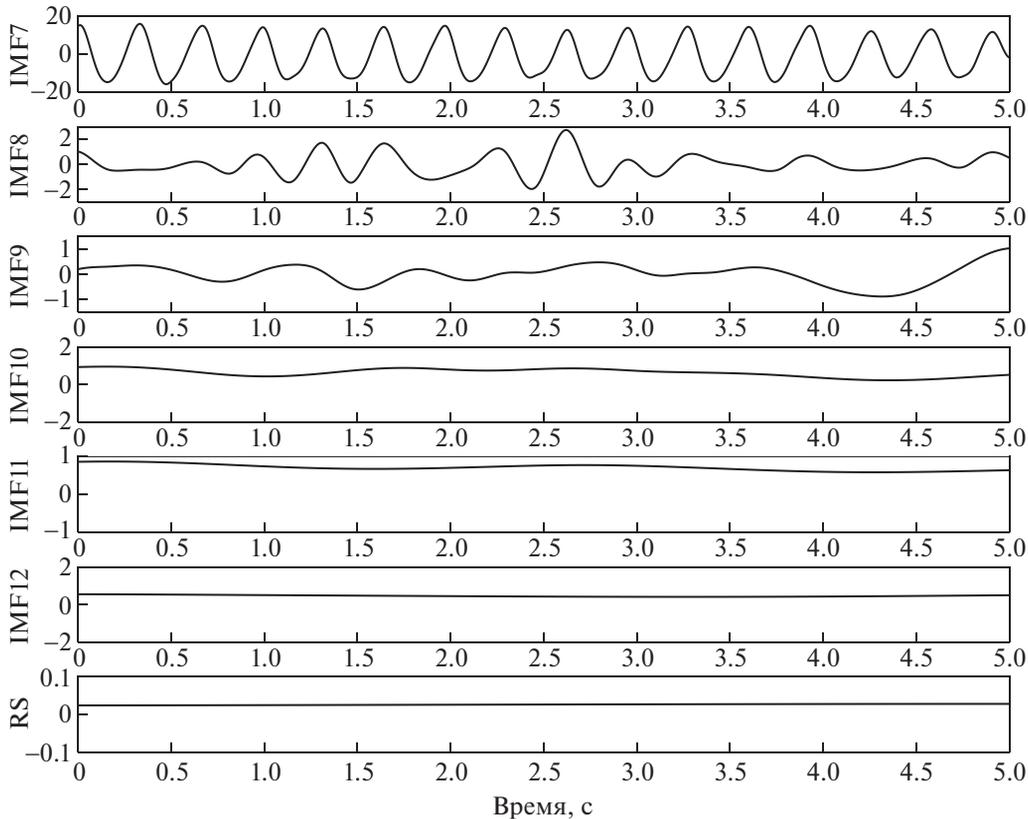


Рис. 10. Оставшаяся часть результатов декомпозиции EEMD сигналов давления, представленных на рис. 3.

ническая силовая установка состоит из двигателя, кривошипа и прямого стержня.

Принцип и структура экспериментальной системы показаны на рис. 2. Когда система включена, скорость двигателя можно регулировать с помощью преобразователя частоты. Двигатель приводит во вращение кривошип, который, в свою очередь, заставляет прямой стержень совершать простое возвратно-поступательное гармоническое движение. Поскольку резистивные элементы на диафрагме расположены в полной компоновке моста Уитстона, только нормальная составляющая вектора нагрузки ускорения пьезорезистивного давления будет влиять на выходное напряжение датчика. Поэтому мы установили пьезорезистивный датчик давления в верхней части прямого стержня (датчик был приклеен к верхней части прямого стержня суперклеем), и это привело к тому, что переходная нагрузка виброускорения была приложена к нормальному направлению диафрагмы. На стержне для измерения его ускорения в горизонтальном направлении был закреплен датчик ускорения, а его сигнальный провод (черный шланг на рисунке) был закреплен на столе так, чтобы длина провода не могла ограничить движение прямого стержня. Измеренный выходной сигнал датчика виброускорения и дав-

ления, а также их частотный спектр при различных частотных гармонических вибрационных нагрузках показаны после быстрого преобразования Фурье (БПФ) на рис. 3–8.

#### 4.2. Устранение помех измеряемого сигнала

Согласно разд. 3, сигнал давления, измеренный в ходе эксперимента, включает в себя вибрационное давление  $P_a(t)$ , вибрационные помехи  $n_a(t)$  и электромагнитные помехи  $n(t)$ . Вибрационные помехи  $n_a(t)$  вызваны возмущением поля потока при возвратно-поступательном движении прямого стержня. Из уравнения Бернулли известно, что

$$P + \rho v^2 / 2 + \rho gh = C, \quad (13)$$

где  $\rho$  – плотность текучей среды (плотность воздуха  $\rho = 1.293 \text{ кг/м}^3$ ),  $v$  – скорость прямого стержня,  $h$  – высота в вертикальном направлении, а  $C$  – константа.

Согласно компоновке экспериментальной системы, прямой стержень совершает возвратно-поступательное движение в горизонтальном направлении, поэтому высота почти не меняется. Тогда вибрационные помехи могут быть рассчитаны как

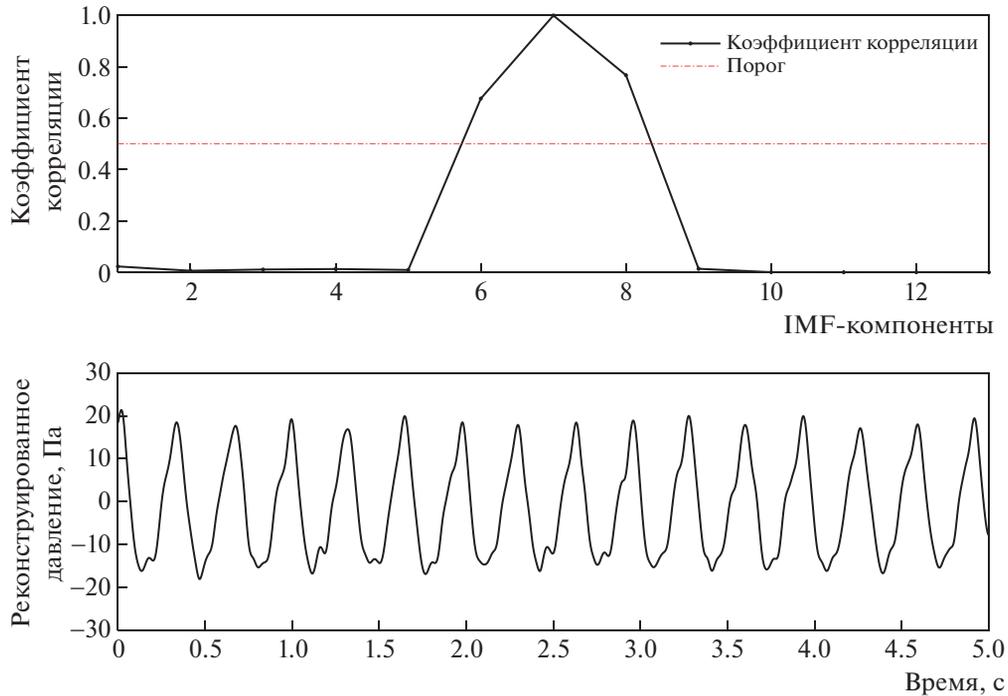


Рис. 11. Вверху – коэффициент корреляции каждой компоненты IMF; внизу – реконструированный сигнал давления сигналов, представленных на рис. 3.

$$n_a(t) = -\rho v^2/2. \quad (14)$$

В соответствии с ходом механической силовой установки, максимальная скорость прямолинейного перемещения стержня была рассчитана как  $v_{\max} = 0.916$  м/с. Следовательно, вибрационные помехи, вызванные полем потока, достаточно малы, а значит, могут быть проигнорированы. Чтобы точно изучить влияние вибраций на пьезорезистивное давление, необходимо устранить электромагнитные помехи.

Эмпирическая модовая декомпозиция (EMD) и улучшенный метод множества эмпирических модовых декомпозиций (EEMD) широко используются при обработке нелинейных временных рядов и показывают хорошую результативность. EMD – это адаптивный метод нелинейной декомпозиции сигнала, впервые предложенный Huang в 1996 г. [19], который адаптивно раскладывает сложные сигналы на множество внутренних компонентов IMF (Intrinsic Mode Functions). Каждый компонент IMF представляет собой простой колебательный режим, встроенный в сигнал, поскольку EMD разлагает сигнал по характерной временной шкале самого сигнала. Позднее, чтобы решить проблему модальной ступенчатости метода EMD, Wu и Huang предложили эффективный вспомогательный метод для помех, названный EEMD [20], в котором белый шум, заполняющий частотно-временное пространство, добавляется равномерно, чтобы способствовать естественному раз-

делению частотных шкал. В данной статье метод, основанный на EEMD, используется для устранения электромагнитных помех [21]. Конкретные этапы устранения экспериментального сигнала заключаются в следующем (в качестве примера возьмем выходной сигнал давления на рис. 3).

Шаг 1. Разложение сигнала давления методом EEMD, в результате чего получены 13 компонент IMF, как показано на рис. 9 и 10. Среди них 13-я компонента IMF является оставшимся элементом (RS). Каждая IMF-компонента имеет соответствующую основную частоту, но амплитуды всех полос частот совершенно различны. Результат разложения показывает, что давление, вызванное вибрацией, не распределено равномерно во всей полосе частот, а сосредоточено в нескольких полосах частот.

Шаг 2. Вычисление автокорреляционной функции каждой IMF-компоненты  $R_{IMF1}, \dots, R_{IMF13}$  и автокорреляционной функции исходного сигнала  $R_x$ , которая может быть выражена как

$$R_x(m) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (x(i)x(i+m)), \quad (15)$$

где  $N$  – длина данных.

Шаг 3. Нормализация автокорреляционной функции, а затем вычисление коэффициента корреляции между автокорреляционной функцией исходных данных и автокорреляционной

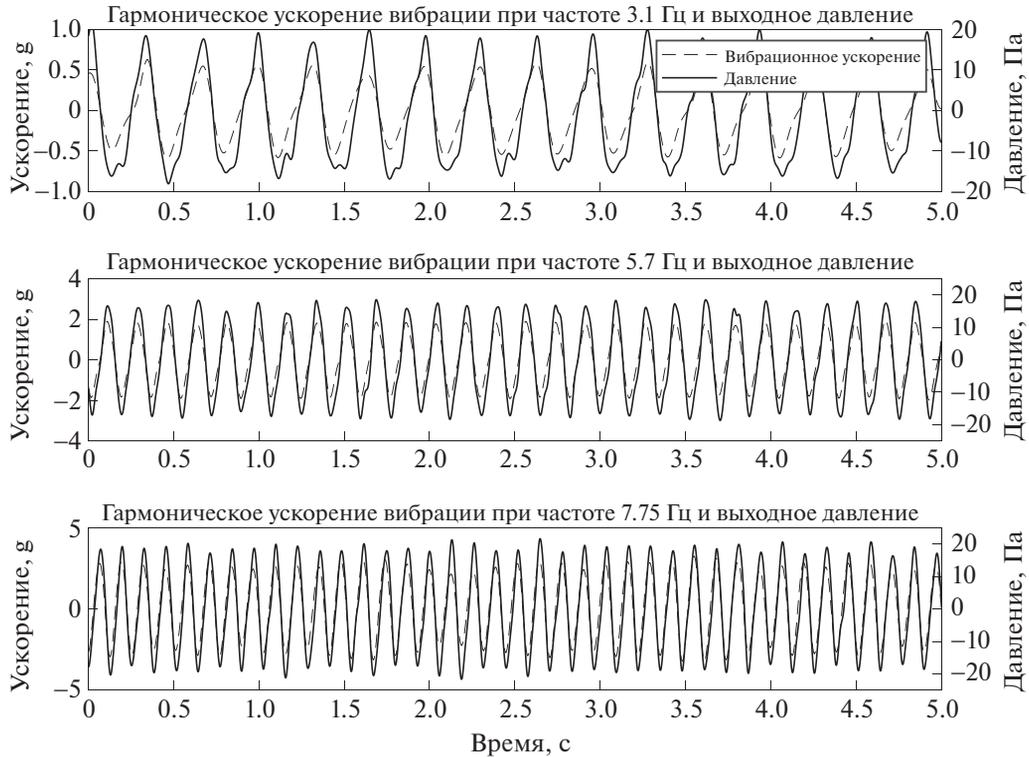


Рис. 12. Гармоническое вибрационное ускорение при частоте 3.1–7.75 Гц (штриховая кривая) и выходное давление (после обработки) (сплошная кривая).

функцией каждой компоненты IMF. В этом случае коэффициент корреляции выражен как

$$\rho(j) = \frac{\sum_{i=2}^{2N-1} (R_{\text{IMF}_j}(i)R_0(i))}{\sqrt{\sum_{i=2}^{2N-1} R_{\text{IMF}_j}^2(i) \sum_{i=1}^{2N-1} R_0^2(i)}}. \quad (16)$$

Шаг 4. Пороговое значение устанавливается равным 0.5, и компоненты IMF, превышающие пороговое значение, принимаются за эффективные компоненты (это означает хорошую корреляцию с исходным сигналом). Поэтому мы реконструируем эффективные компоненты IMF для получения сигнала давления, вызванного вибрацией.

Таблица 1. Коэффициент аппроксимации  $k$  при различных частотах гармонической вибрации

	Частота, Гц					
	3.1	5.7	7.75	9.95	11.2	12.15
$k$	—	0.9333	0.8651	0.7706	0.6558	0.5318
$R^2$	0.9307	0.9637	0.9611	0.9434	0.9498	0.9666
RMSE	3.0194	2.2417	2.5216	3.2251	3.2208	2.7683

После проведения вышеописанных шагов мы видим, что коэффициенты корреляции IMF<sub>6</sub>, IMF<sub>7</sub> и IMF<sub>8</sub> намного превышают пороговое значение 0.5, а значит, эти три компоненты IMF имеют очень сильную корреляцию с исходным сигналом. Поэтому эти компоненты IMF суммируются во временной области для восстановления сигнала бокового давления. Коэффициент корреляции каждой компоненты IMF и восстановленный сигнал давления показаны на рис. 11.

Аналогично, выходные сигналы датчика давления с разными вибрационными частотами, которые показаны на рис. 4–8, могут быть также использованы для устранения электромагнитных помех этим методом, точно так же как и обработка сигнала ускорения может тоже осуществляться этим способом.

## 5. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные после обработки вышеуказанным способом несколько переходных нагрузок с гармоническим ускорением и соответствующие выходные сигналы давления представлены на рис. 12, 13. На рис. 14 показан выходной сигнал датчика давления. В случае статичной экспериментальной системы этот сигнал указывает на то, что пьезоре-

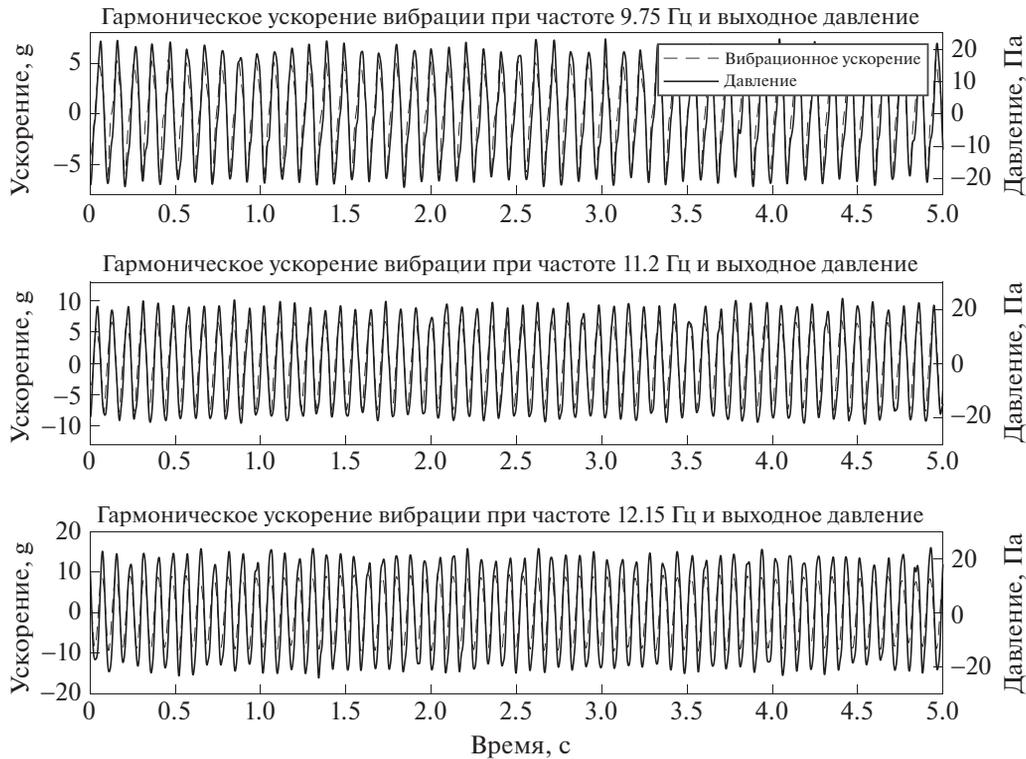


Рис. 13. Гармоническое вибрационное ускорение при частоте 9.75–12.15 Гц (штриховая кривая) и выходное давление (после обработки) (сплошная кривая).

зистивный датчик давления создает определенный фоновый шум во время измерений. Согласно рис. 12, ускорение очень мало при простой гармонической динамической нагрузке с частотой 3.1 Гц, а максимальная амплитуда ускорения составляет 0.5 g. Таким образом, мы можем считать, что выходной сигнал давления в это время – всего лишь фоновый шум. Фоновый шум может быть описан как гармонический сигнал, модулированный гармонической вибрацией с определенной амплитудой, и с одинаковой основной частотой и формой волны. Этот сигнал может быть также выражен как

$$P_{a,noise} = ba_{norm}, \tag{17}$$

где  $P_{a,noise}$ , Па – фоновый шум выходного давления,  $b$  – амплитуда фонового шума,  $a_{norm}$  является нормализованным ускорением и описывается как

$$a_{norm} = \frac{a - \mu}{\delta}, \tag{18}$$

где  $a$ , g – вибрационное ускорение,  $\mu$  – среднее значение ускорения,  $\delta$  – стандартное отклонение ускорения.

Были выбраны выходные сигналы давления и ускорения в течение одной секунды при гармонич-

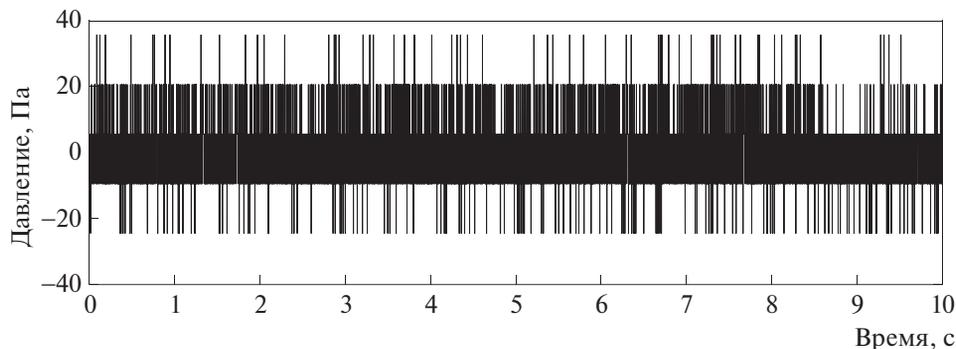


Рис. 14. Сигнал давления на выходе в случае статичной экспериментальной системы.

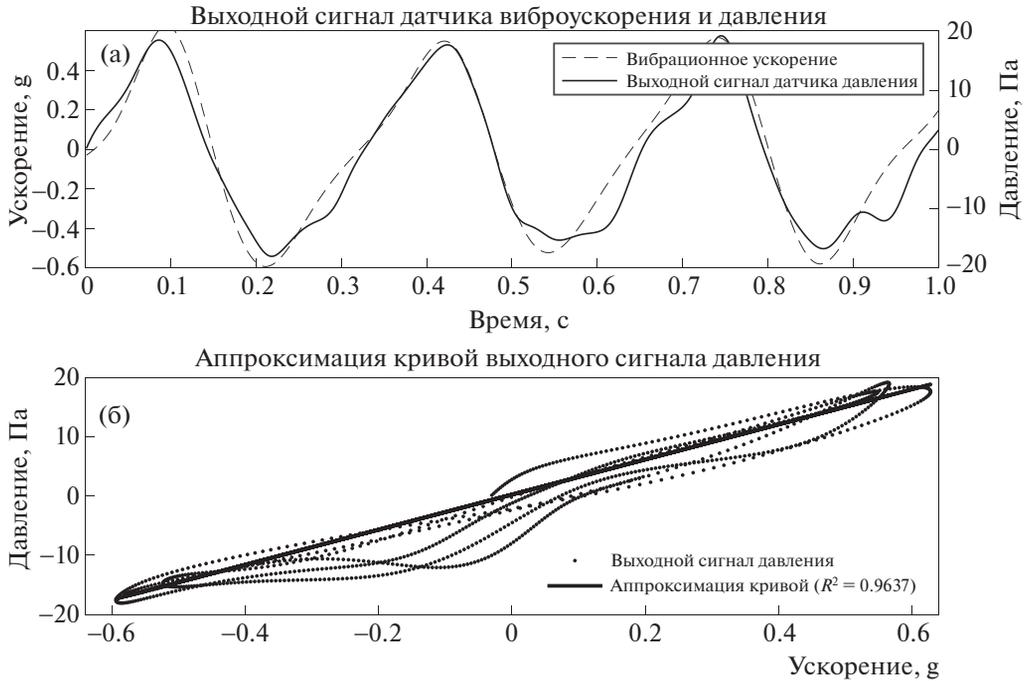


Рис. 15. Гармоническое вибрационное ускорение при частоте 3.1 Гц (а) и сигнал давления на выходе (б).

ческой вибрации с частотой 3.1 Гц. Результат линейной подгонки по формуле (16) показан на рис. 15 ( $b = 10.84$ ).

Следовательно, согласно формулам (8) и (16), вибрационное давление при вибрационных нагрузках других частот может быть описано как

$$P_a = P_{a,noise} + ka, \tag{19}$$

где  $k$  – коэффициент подгонки кривой.

Линейный регрессионный анализ используется для изучения количественной взаимосвязи между виброускорением и выходными сигналами

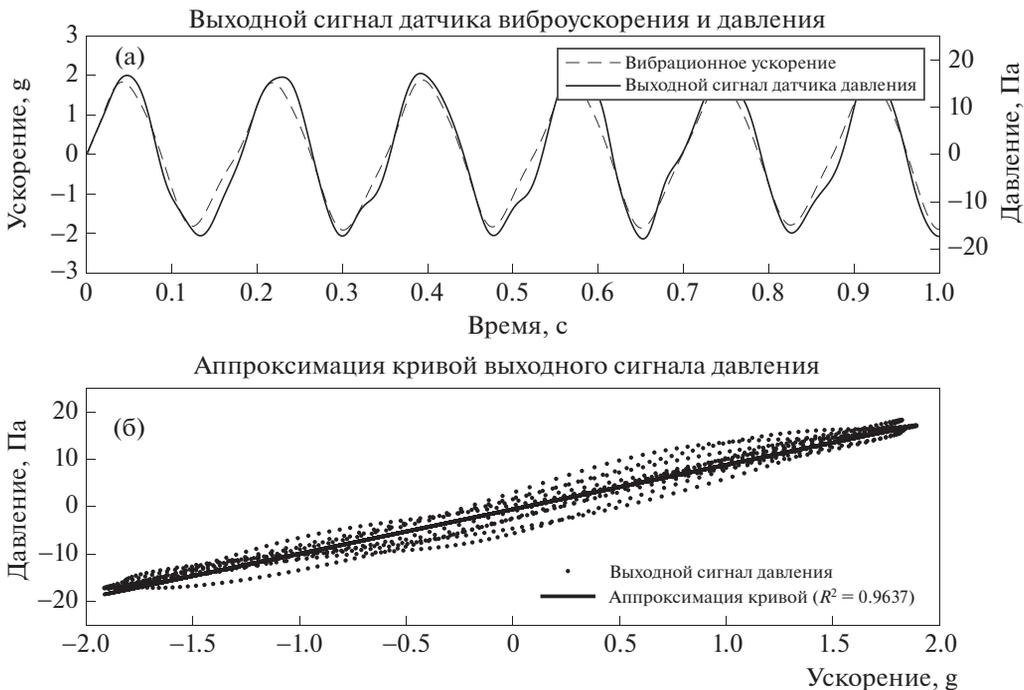


Рис. 16. Гармоническое вибрационное ускорение при частоте 5.7 Гц (а) и сигнал давления на выходе (б).

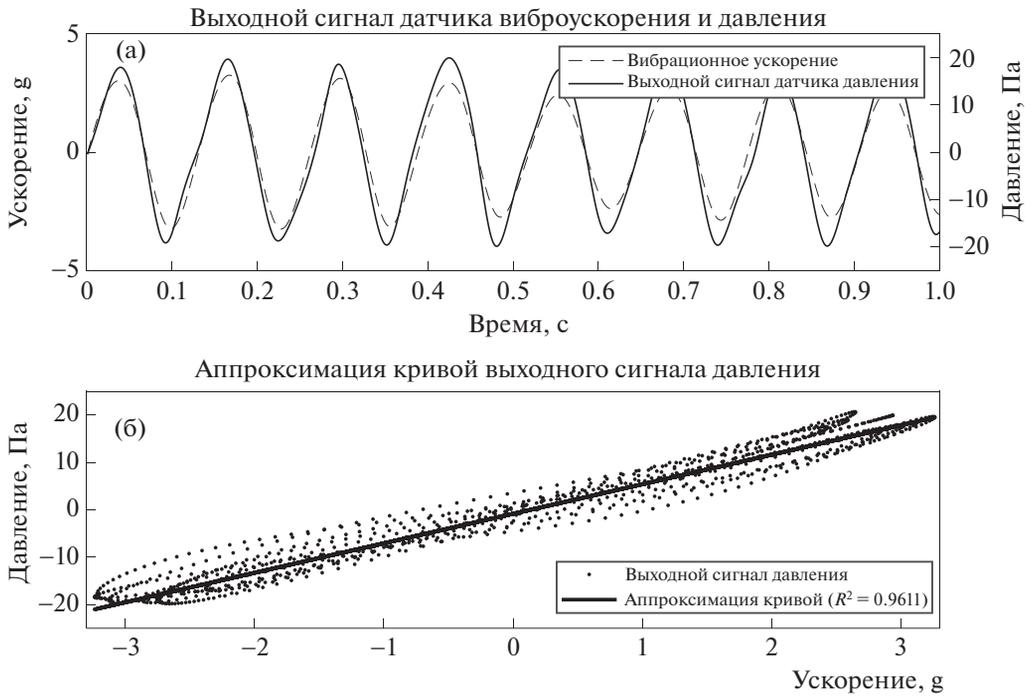


Рис. 17. Гармоническое вибрационное ускорение при частоте 7.75 Гц (а) и сигнал давления на выходе (б).

давления. Закономерный результат при гармонических колебаниях других различных частот показан на рис. 16–20. Высокая точность аппроксимации прямой линией (19) определяется  $R^2$  и кор-

нем из среднеквадратичной ошибки (англ. Root Mean Squared Error, RMSE) (табл. 1 и рис. 21). Результаты показывают, что коэффициент аппроксимации уменьшается с увеличением резонансной

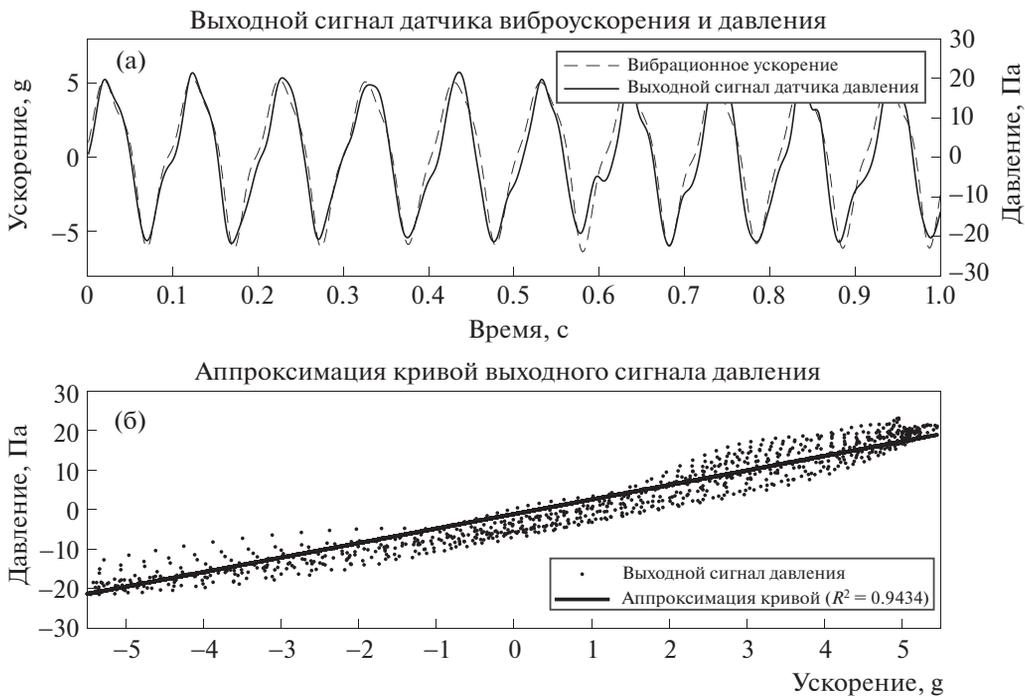


Рис. 18. Гармоническое вибрационное ускорение при частоте 9.75 Гц (а) и сигнал давления на выходе (б).

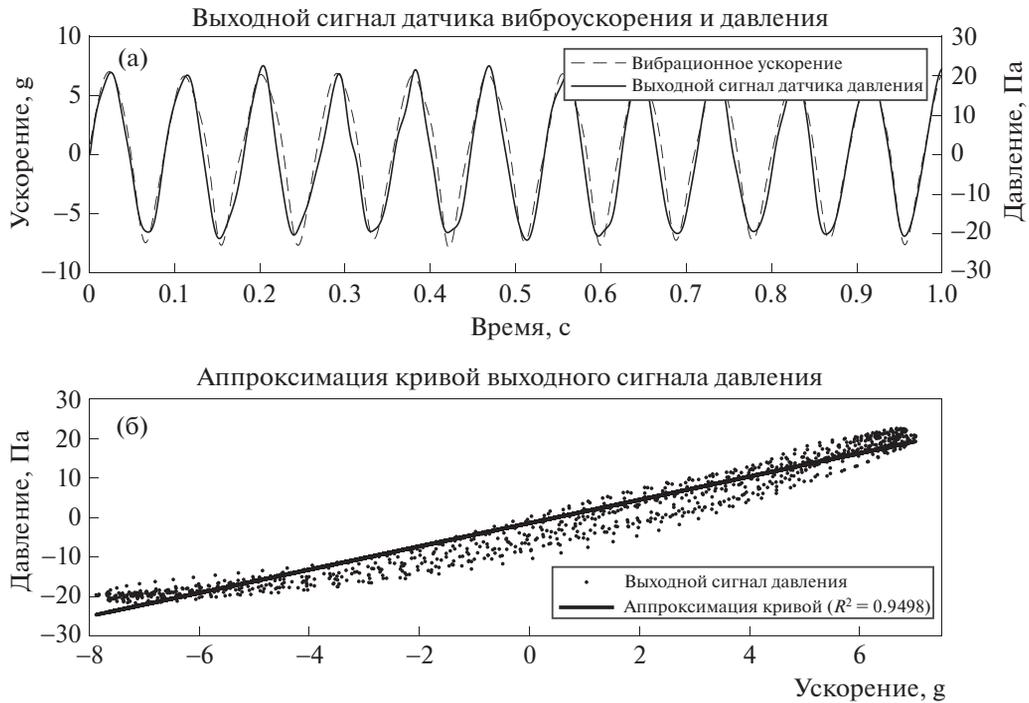


Рис. 19. Гармоническое вибрационное ускорение при частоте 11.2 Гц (а) и сигнал давления на выходе (б).

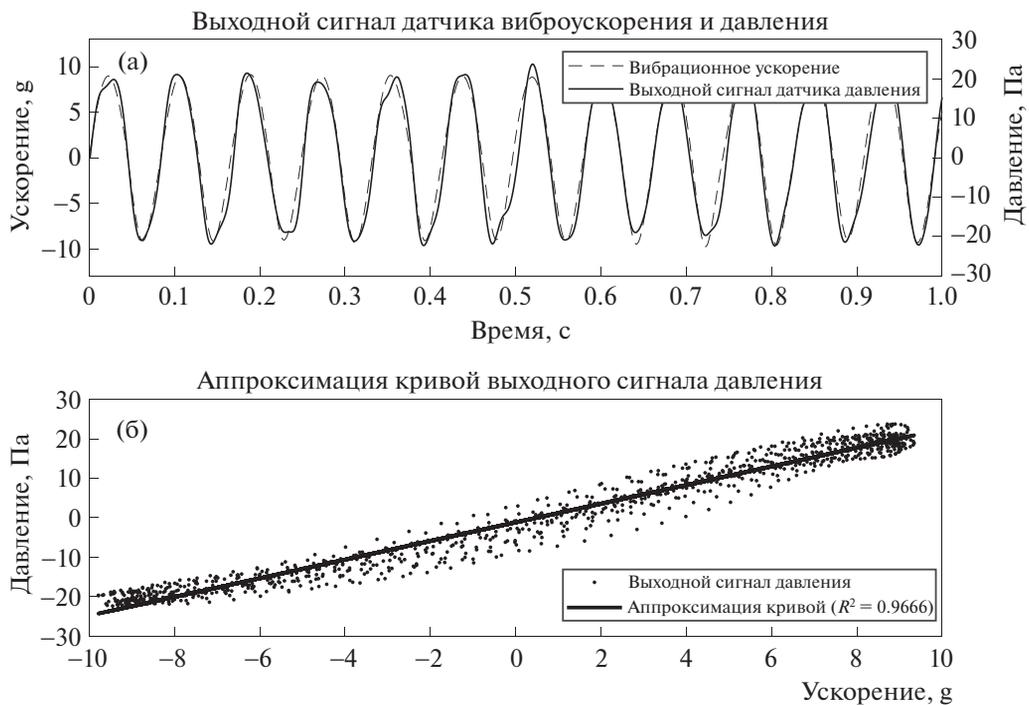


Рис. 20. Гармоническое вибрационное ускорение при частоте 12.15 Гц (а) и сигнал давления на выходе (б).

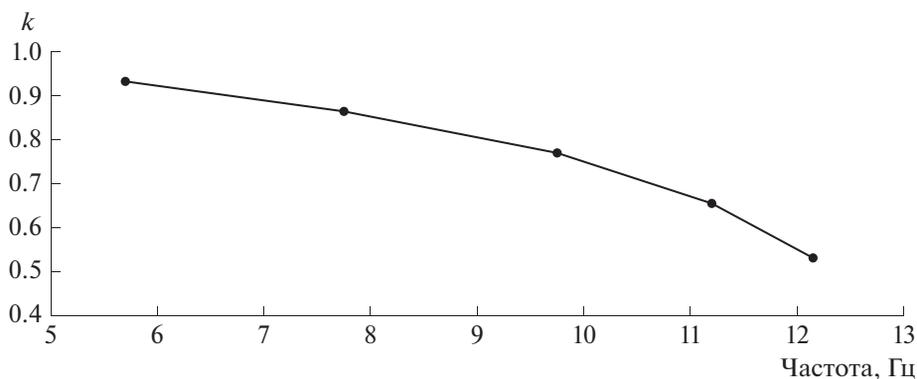


Рис. 21. Коэффициент аппроксимации  $k$  в зависимости от разных частот гармонической вибрации.

частоты в определенном диапазоне, что согласуется с результатами моделирования в работе [11].

## 6. ВЫВОДЫ

Из-за низкой амплитуды и широкого диапазона частот бокового давления высокоскоростных поездов влияние вибрации на измерения пьезорезистивного датчика давления не может быть проигнорировано. В данной статье исследовано влияние вибрационных нагрузок на пьезорезистивный датчик давления, предназначенный для измерения пульсирующего давления. Выходной сигнал пьезорезистивного датчика давления при различных вибрационных нагрузках был получен с помощью лабораторной платформы с соединительной муфтой вибрационного давления. Шесть групп вибрационных нагрузок с различными частотами были проанализированы для изучения влияния вибрации на результат измерения мембранного датчика давления. Выходные сигналы вибрации и давления были разделены с использованием метода, основанного на EEMD; также были проанализированы внутренние взаимосвязи между различными вибрационными нагрузками и выходными сигналами датчика. На одной и той же частоте виброускорение и выходной сигнал датчика давления имеют примерно одинаковую форму волны. Однако из-за внутренней структуры и механизма пьезорезистивного датчика давления во время измерений этот датчик будет создавать фоновый шум с определенной амплитудой. Данный шум можно описать как сигнал, преобразованный гармонической вибрацией с той же формой волны. Была получена модель выходного сигнала муфты вибрационного давления и было установлено, что коэффициент аппроксимации прямой линией уменьшается с увеличением частоты вибрации. Модель выходного сигнала давления, вызванного вибрацией, может быть рассмотрена при измерении бокового давления с помощью пьезорезистивного датчика дав-

ления. Результаты проведенного исследования обеспечивают теоретическое руководство для измерения бокового давления высокоскоростных поездов и других инженерных транспортных средств и устройств.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Данное исследование было поддержано Национальным фондом естественных наук Китая (№ 51975487 и № 51475387).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Raghu S., Kim H.D., Setoguchi T., *Progress in Aerospace Science*, 2002, vol. 38, p. 469, [https://doi.org/10.1016/S0376-0421\(02\)00029-5](https://doi.org/10.1016/S0376-0421(02)00029-5)
2. Zhiyun Shen, *China Rail. Soc.*, 2006, vol. 28 (4), p. 12.
3. Suzuki M., Tanemoto K., *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2003, vol. 91(1), p. 209, [https://doi.org/10.1016/S0167-6105\(02\)00346-X](https://doi.org/10.1016/S0167-6105(02)00346-X)
4. Jiali Liu, Jiye Zhang, Weihua Zhang, *Journal of the China Railway Society*, 2011, vol. 33 (9), p. 19.
5. Junhao Peng, Qing Jiang, Jianbin Tang, Qianjun Zhou, *Instrument Technique and Sensor*, 2014, vol. 8, p. 1, p. 9.
6. Chunjun Chen, Hongyang He, Yunlong Shao, *Journal of southwest jiaotong university*, 2015, vol. 50 (3), p. 472.
7. Gradolph C., Freidberger A., Müller G., Wilde J., *J. Sens. Actuators A: Phys.*, 2009, vol. 150, p. 69, <https://doi-org-s.era.lib.swjtu.edu.cn/10.1016/j.sna.2008.12.007>
8. Yupeng Zhai, Zhijie Zhang, Hao Zhang, *Journal of Measurement Science and Instrumentation.*, 2019, vol. 10 (2), p. 176.
9. Zhongliang Yu, Yulong Zhao, Lili Li, Bian Tian, Rongjun Cheng, Cun Li, *Micro & Nano Letters*, 2014, vol. 9, p. 680.
10. Chao Deng, Chunjun Chen, Qi Sun, Dongwei Wang, Zhiying He, *Fluctuation and Noise Letters*, 2020, vol. 19 (2), p. 2050020, <https://doi.org/10.1142/S0219477520500200>

11. Chunjun Chen, Chao Deng, Dongwei Wang, *Measurement*, 2021, vol. 168, p. 108442, <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2020.108442>
12. Maliha Farhath, Mst. Fateha Samad, *Journal of Computational Electronics*, 2020, vol. 19, p. 310, <https://doi.org/10.1007/s10825-019-01429-w>
13. Clark S.K., Wise K.D., *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1979, vol. 16 (12), p. 1887, <https://doi.org/10.1109/T-ED.1979.19792>
14. Herrera-May A.L., Soto-Cruz B.S., Lopez-Huerta F., Aguilera Cortes L.A., *Revista Mexicana De Fisica*, 2009, vol. 55 (1), p. 14.
15. Fiorillo A.S., Critello C.D., Pullano S.A., *Sens. Actuators A.*, 2018, vol. 281, p. 156, <https://doi.org/10.1016/j.sna.2018.07.006>
16. Leger P., Ide I.M., Paulter P., *Computers & Structures*, 1990, vol. 36, p. 1153, <https://doi.org/10.1002/sml.201800819>
17. Fei He, Hongqiang Liao, Jihong Zhu, Zhongze Guo, *Chinese Journal of Aeronautics*, 2019, vol. 32 (6), p. 1416, <https://doi.org/10.1016/j.cja.2019.03.031>
18. Stanii M.M., *Quarterly of Applied Mathematics*, 1955, vol. 12 (4), p. 361, <https://doi.org/10.1090/qam/65382>
19. Huang N., Shen Z., Long S., Wu M., Shih H., Zheng Q., Yen N., Tung C., Liu H., *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, 1998, vol. 454, issue 1971, p. 903, <https://doi.org/10.1098/rspa.1998.0193>
20. Wu Z.H., Huang N.E., *Adv. Adapt. Data Anal.*, 2009, vol. 1 (1), p. 1, <https://doi.org/10.1142/S1793536909000047>
21. Hongyang He, Chunjun Chen, Xiaolang Miao, Fasheng He, *Journal of Vibration and Shock.*, 2015, vol. 34 (19), p. 71.

ПОГРУЖНОЙ МИКРОКРИОСТАТ РАСТВОРЕНИЯ  
ДЛЯ СВЧ-СПЕКТРОСКОПИИ И МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА© 2022 г. А. И. Смирнов<sup>а</sup>, Т. А. Солдатов<sup>а</sup>, В. С. Эдельман<sup>а,\*</sup><sup>а</sup> Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН  
Россия, 119334, Москва, ул. Косыгина, 2

\*e-mail: vsedelman@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.03.2022 г.

После доработки 12.03.2022 г.

Принята к публикации 14.03.2022 г.

Описан автономный микроохлаждающий криостат растворения, изготовленный в виде вставки в гелиевый криостат со сверхпроводящим магнитом. В этом рефрижераторе циркуляция  $^3\text{He}$  по заполненному смесью  $^3\text{He}$ – $^4\text{He}$  контуру (миксер–теплообменник–испаритель–конденсатор–теплообменник–миксер) достигается благодаря конденсации паров смеси на стенках конденсатора, охлаждаемого ванной  $^3\text{He}$ , которая откачивается сорбционным насосом, и стеканию конденсата в миксер под действием силы тяжести. С миксером связан теплопроводом резонатор 8-миллиметрового диапазона с исследуемым образцом, расположенным в центре сверхпроводящего соленоида с полем до 80 кЭ. Излучение от генератора с помощью волноводов попадает в резонатор, а прошедший через резонатор сигнал – на детектор. Генератор и детектор находятся при комнатной температуре. Прибор предназначен для микроволновой спектроскопии магнитных материалов при температурах в диапазоне ~0.09–3 К. Время поддержания температуры на уровне ~0.1 К составляет 4–6 ч. Приведены результаты тестового эксперимента по наблюдению антиферромагнитного резонанса в монокристалле  $\text{MnCO}_3$ .

DOI: 10.31857/S0032816222040255

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время велик интерес к освоению области температур много ниже 1 К. Это связано с перспективами развития и использования низкотемпературных технологий в области сверхчувствительного детектирования электромагнитных и корпускулярных излучений в астрономии и при космических исследованиях, для нужд квантовой электроники, включая квантовые компьютеры, и пр. В настоящее время рефрижераторы, основанные на охлаждении при растворении  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  и обеспечивающие достижение температур ниже 0.3 К, производятся в мире весьма ограниченно и имеют монополю высокую стоимость, затрудняющую доступ к подобным приборам. Коммерческие приборы зачастую весьма громоздки, поскольку производители (Cryogenic, BlueFors и др.) стремятся достичь высокой холодопроизводительности, порядка 1 мВт, при 0.1 К. Чтобы добиться этого, необходимо обеспечить скорость циркуляции  $^3\text{He}$  в цикле растворения на уровне 1 ммоль/с, что требует использования громоздких высокопроизводительных вакуумных насосов и вакуумных магистралей большого сечения. Реально такая высокая производительность нужна в технических областях, таких как охлаждение

многоэлементных приемников излучения или в квантовых компьютерах с матрицами в тысячи и десятки тысяч элементов, или при построении установок ядерного размагничивания для достижения температур ниже 1 мК.

Однако при низких температурах из-за очень плохого теплообмена нельзя рассеивать в образцах мощность даже порядка нескольких микроватт, поскольку зачастую уже мощность порядка нескольких нановатт вызывает недопустимый перегрев образца относительно холодной платформы. Поэтому при проведении научных исследований в большинстве случаев можно ограничиться требованием к производительности рефрижератора на уровне ~1 мкВт, что достаточно для получения температуры 0.1 К при малой рассеиваемой в образце мощности. Это делает актуальным построение автономных миниатюрных криостатов растворения. В них циркуляция  $^3\text{He}$  осуществляется благодаря конденсации гелия, испаряющегося в нагреваемом испарителе, на стенке, охлаждаемой откачкой чистого  $^3\text{He}$  криогенным сорбционным насосом до температуры 0.4–0.5 К. Из конденсатора жидкий  $^3\text{He}$  через внутреннюю трубку в теплообменнике стекает в миксер, переходит через границу растворения в нижнюю фазу

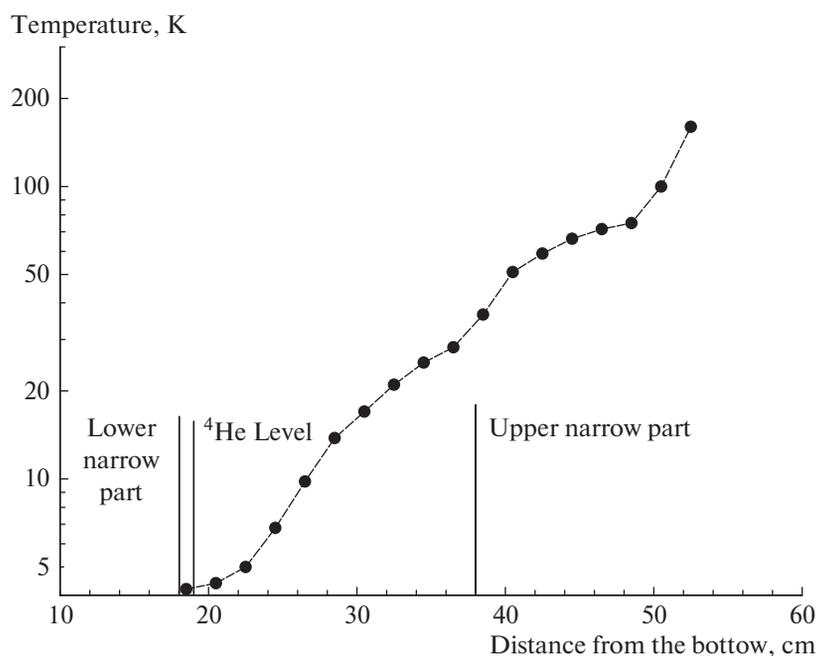


Рис. 1. Зависимость температуры в криостате с соленоидом от высоты над уровнем жидкого гелия в нем.

с преобладанием  $^4\text{He}$  и, диффундируя через внешнюю трубку теплообменника, возвращается в испаритель, замыкая цикл. В результате температура около 0.1 К достигается без применения внешней откачки.

С использованием такой схемы созданы погружные рефрижераторы растворения периодического и непрерывного действия [1–3] и микрокриостат растворения с охлаждением рефрижератором с импульсной трубкой [4]. Приборы этого типа эксплуатируются более десяти лет, и с их использованием выполнены многочисленные исследования низкотемпературных детекторов на основе сверхпроводниковых структур при температурах в диапазоне  $\sim 0.1\text{--}1$  К.

В развитие этих работ нами изготовлен в виде вставки в гелиевый криостат со сверхпроводящим магнитом автономный микрорефрижератор растворения, построенный по схеме, аналогичной описанной в работе [1]. Он предназначен для проведения исследований по микроволновой спектроскопии и электронному спиновому резонансу в диапазоне частот 25–140 ГГц и магнитных полей до 8 Тл при температурах диэлектрических образцов до 0.1 К.

### КОНСТРУКЦИЯ ПРИБОРА

Основной объем используемого криостата, заливаемого жидким гелием, имеет форму цилиндра диаметром 25 см и высотой 20 см. От него вниз отходит хвостовик диаметром 10 см и высотой 18 см. В нижней части хвостовика размещен

соленоид, рассчитанный на поле  $\sim 80$  кЭ. Диаметр отверстия соленоида 25 мм, длина соленоида 90 мм, его диаметр 80 мм. Вверх от основного объема отходит горловина диаметром 10 см и высотой 40 см. Вокруг горловины расположена торообразная ванна жидкого азота. От нее вниз идет экран, охватывающий гелиевую ванну и имеющий хороший тепловой контакт с горловиной примерно посередине ее высоты. Распределение температуры в гелиевом объеме для случая, когда уровень жидкости находится у дна широкой части, приведено на рис. 1. Исходя из этих данных определялась высота “холодной” части вставки, фотография которой приведена на рис. 2.

Вставка состоит из внутреннего блока и съемного чехла. Узлы внутреннего блока крепятся к его верхнему фланцу. На фланце установлены вентиль откачки объема вставки, герметичные разъемы с идущими от них проводами, волноводы 8-миллиметрового диапазона с уплотненными торцами и вентили, запирающие объемы 30, 30 и 15 см<sup>3</sup> с рабочими газами  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$  и смесью  $\sim 65\%$   $^4\text{He}$  + 35%  $^3\text{He}$  соответственно, расположенные под фланцем. От этих объемов идут капилляры к системам  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$  и смеси. Фланец внутреннего блока стыкуется с верхним фланцем чехла с использованием индиевого уплотнения. Фланец чехла диаметром 120 мм позволяет уплотнять с помощью резинового уплотнения гелиевый объем криостата после помещения в него вставки.



Рис. 2. Фотографии вставки: справа – в сборе, слева – со снятым вакуумным кожухом.

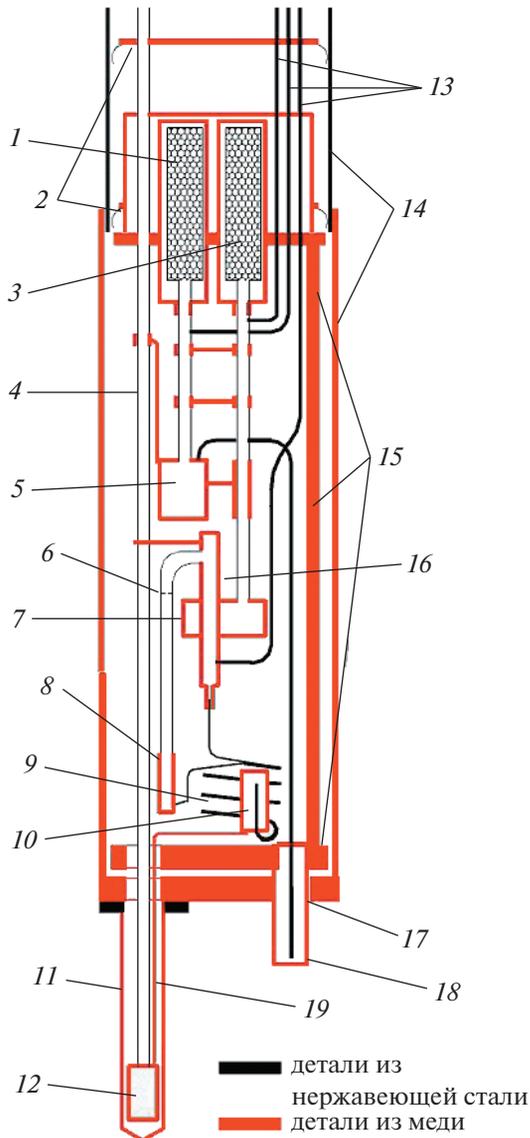
Упрощенная схема холодной части внутреннего блока показана на рис. 3. Она содержит следующие основные узлы.

– Сорберы  ${}^4\text{He}$  (1) и  ${}^3\text{He}$  (3). Они состоят из цилиндрических капсул из нержавеющей стали объемом  $\sim 30 \text{ см}^3$ , заполненных активированным углем. Такого количества угля достаточно для сорбции  $\sim 0.2$  моль He. Поверх капсул по всей длине намотаны нагреватели из манганиновой проволоки  $\text{Ø}0.15 \text{ мм}$ , проклеенные клеем БФ2. Полное сопротивление нагревателей 230 Ом. От сорберов вниз отходят тонкостенные трубки для откачки паров жидких  ${}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}$ . Капсулы размещены в герметических контейнерах, находящихся в тепловом контакте с холодным внутренним каркасом 15. В крышки контейнеров впаяны пережимаемые медные трубки, предназначенные для заполнения полостей контейнеров теплообменным гелием до давления  $\sim 10\text{--}20$  мбар (при

комнатной температуре), и тепловые ключи. Ключи состоят из трубок из нержавеющей стали  $\text{Ø}1 \times 0.25 \text{ мм}$  и длиной  $\sim 1 \text{ см}$ , на которые напаяны медные ампулы объемом  $\sim 1 \text{ см}^3$  с активированным углем. На ампулы наклеены нагреватели – плоскостные резисторы  $\sim 10 \text{ кОм}$  (на рис. 3 ключи и трубки для заполнения газами не показаны). При нагревании ампулы выделяют сорбированный теплообменный газ для управляемого охлаждения сорберов.

– Ванна  ${}^4\text{He}$  (5) объемом  $\sim 6 \text{ см}^3$ . Объем ванны достаточен для заполнения 0.2 моль жидкого гелия. В крышку ванны впаян капилляр перелива гелия, конденсирующегося в объеме 18, омываемом жидким гелием в криостате.

– Ванна  ${}^3\text{He}$  (7) с конденсатором 16 паров смеси, поступающих из испарителя 8 по трубке из нержавеющей стали  $\text{Ø}4 \times 0.2 \text{ мм}$  с диафрагмой 6 с отверстием  $\sim 0.5 \text{ мм}$ . Низ испарителя – медная



**Рис. 3.** Схема холодной части криостата растворения. 1, 3 – сорберы  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ ; 2 – радиационные экраны; 4 – волноводы; 5 – ванна  $^4\text{He}$ ; 6 – трубка откачки испарителя с диафрагмой; 7 – ванна  $^3\text{He}$ ; 8 – испаритель; 9 – теплообменник; 10 – миксер; 11 – чехол резонатора; 12 – резонатор; 13 – капилляры напуска газов; 14 – вакуумный чехол; 15 – каркас; 16 – конденсатор паров  $^3\text{He}$ ; 17 – место пайки InSn; 18 – ванна конденсации  $^4\text{He}$ ; 19 – теплопровод к резонатору.

ампула, на стенку которой наклеен термометр. К ампуле также припаян вывод проволочного резистора ПТМН, служащего нагревателем испарителя. Диафрагма снижает поступление  $^4\text{He}$  по сверхтекучей пленке в конденсатор. На трубке откачки  $^3\text{He}$  сделана медная вставка, приведенная в контакт с ванной  $^4\text{He}$ . На трубки откачки  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  напаяны медные кольца с перемычками для

теплообмена между потоками испаряющегося  $^4\text{He}$  и конденсирующегося  $^3\text{He}$ . Ванна  $^3\text{He}$  объемом  $\sim 8 \text{ см}^3$  сделана из меди. Для улучшения теплообмена между гелием и ванной на дне корпуса на искровом станке нарезаны ребра толщиной 0.5 мм с зазором между ними 1 мм и высотой 20 мм.

– Трубчатый теплообменник 9 и миксер 10 объемом  $\sim 1 \text{ см}^3$ . В миксере внутри нарезаны столбики сечением  $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$  на всю высоту для уменьшения сопротивления Капицы между гелием и стенками. От миксера к резонатору 12 отходит теплопровод 19 из двух отоженных медных проволок  $\text{Ø}0.7 \text{ мм}$ . Теплообменник длиной  $\sim 20 \text{ см}$  сделан из трубок из нержавеющей стали с размерами  $\text{Ø}1 \times 0.3 \text{ мм}$  (поток  $^3\text{He}$  из конденсатора в миксер) и  $\text{Ø}3 \times 0.3 \text{ мм}$  (диффузионный поток  $^3\text{He}$  из миксера в испаритель).

– Цилиндрический резонатор с внешним диаметром  $\text{Ø}16 \text{ мм}$  с медными стенками толщиной 0.5 мм. Резонатор имеет собственные частоты колебаний типа  $H_{01n}$  где  $n = 1, 2, 3$ , на частотах 27, 34 и 43 ГГц соответственно, а также и другие хорошо выраженные резонансные моды в диапазоне вплоть до 100 ГГц. Он включен на прохождение СВЧ-сигнала и прикреплен к двум отрезкам волноводов 4 из нержавеющей стали с прямоугольным сечением  $7.2 \times 2 \text{ мм}^2$  и толщиной стенок 0.25 мм. Такая схема, по сравнению с регистрацией отраженного от резонатора сигнала, увеличивает вдвое паразитный теплоприток к резонатору по волноводам, но позволяет проводить измерения на нескольких частотах. Волноводы 4 проходят через всю вставку. Для снижения потока тепла по ним из комнаты к резонатору они соединены разнесенными по высоте медными перемычками с верхом холодного каркаса, с ванной  $^4\text{He}$  и с ванной  $^3\text{He}$ . Расстояние от нижней перемычки до резонатора 30 см. Расчетный поток тепла к резонатору равен примерно 0.5 мкВт. Чтобы уменьшить поток теплового излучения из комнаты, внутрь волновода, в самом низу, а также в местах контактов с тепловыми перемычками и примерно посередине между теплым верхом и контактом с каркасом, вставлены с трением заглушки из пористого материала гортеха, рассеивающего инфракрасное излучение.

– Холодный каркас 15. Он состоит из основания, трех несущих медных стержней диаметром 8 мм и верхней пластины. Эти детали спаяны серебряным припоем в вакууме. В отверстие основания впаян конденсатор  $^4\text{He}$  (18). В рабочем положении верхняя пластина каркаса расположена примерно на уровне нижнего края верхнего сужения криостата. К ней прижат экран 2, имеющий вид перевернутого стакана высотой 10 см, закрывающий корпуса сорберов от теплового излучения. Согласно рис. 1, окружающая его труба из

нержавеющей стали (чехол 14) имеет температуру не выше 70–80 К. Таким образом, теплоприток из-за излучения на боковую стенку экрана довольно мал. В нижней части на этот экран напаяна бронзовая муфта с пружинящими лепестками, касающимися стенок чехла. Это минимизирует поток излучения от более теплых стенок чехла в холодную зону. Той же цели служат еще три плоских экрана с аналогичными бронзовыми муфтами, один из которых показан на рис. 3, а другие расположены выше.

– Капилляры 13 из нержавеющей стали  $\varnothing 1 \times 0.25$  мм для подачи рабочих газов.

– Вакуумный чехол 14. Его верхняя часть – труба из нержавеющей стали  $\varnothing 56 \times 0.3$  мм, а нижняя – медная труба с медным дном. В дне имеются два отверстия. Одно из них – под конденсатор  $^4\text{He}$ . Вакуумное уплотнение конденсатора и внутреннего объема вставки достигается пайкой низкотемпературным припоем InSn (17). Таким образом достигается достаточно эффективное охлаждение несущего каркаса при тепловых нагрузках порядка нескольких ватт при регенерации сорбентов и их охлаждение до рабочих температур. В другое отверстие dna медной трубы проходят волноводы и теплопровод от миксера к резонатору 12. Теплопровод состоит из двух отрезков отожженной медной проволоки диаметром 0.7 мм и длиной ~15 см. К теплопроводу подпаян проводочный резистор. Пропуская ток через него, можно нагревать резонатор с миксером. Эта часть прибора закрывается медным чехлом 11 с индиевым уплотнением, что позволяет оперативно менять исследуемые образцы без распайки прибора. Медный чехол, как и довольно массивные медные донца, снижают тепловую нагрузку на резонатор и миксер при возможных быстрых изменениях магнитного поля в ходе измерений.

### ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И СБОР ДАННЫХ

Для контроля и управления работой криостата необходимо знать температуру в восьми точках. Это температуры: холодного каркаса, двух сорбентов, ванн  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ , испарителя, миксера и резонатора. Таким образом, нужно иметь много термометров, объединенных в компьютерную систему сбора данных. Без этого оперативный контроль практически невозможен. Однако для всех точек, кроме резонатора, значения температур не требуется знать с высокой точностью. Это упрощает построение системы измерения.

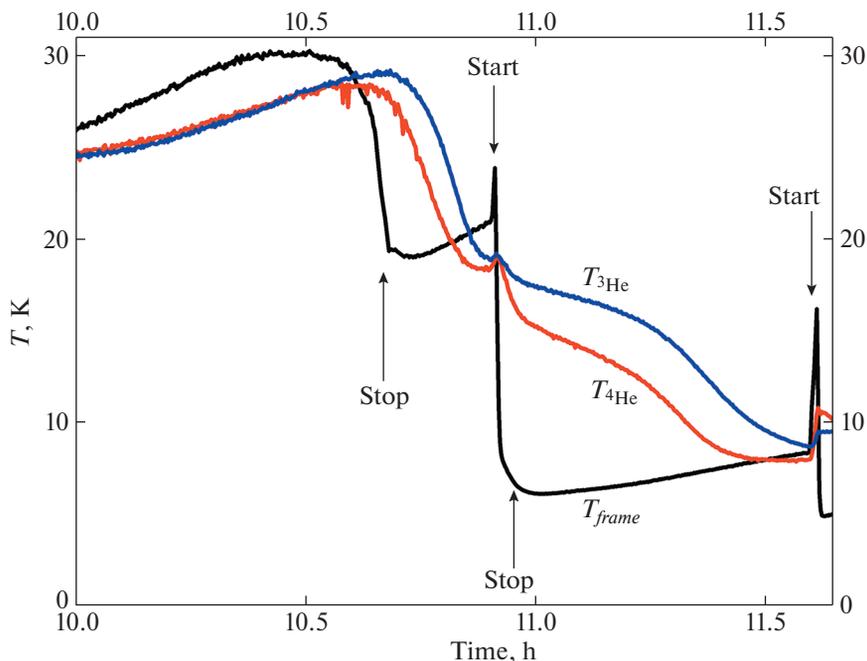
Для измерения температур сорбентов, изменяющихся в пределах  $\approx 4$ –40 К, используются предварительно откалиброванные дифференциальные термопары медь–константан с измерением термоэдс относительно медного блока корпуса

сорбентов – “холодной земли”. Эти термометры малочувствительны в области 4–10 К, где точность измерений не лучше нескольких градусов. Но поскольку десорбция идет при больших температурах, когда дифференциальная термоэдс становится более 10 мкВ, использование термопар оказалось вполне оправданным.

Для измерения температур ниже 4 К и до десятков милликельвин используются промышленные плоскостные резисторы номиналом 1 кОм с пленочным резистивным элементом на основе оксида рутения, приклеенные на соответствующие блоки композитом Stycast 1266. Эти термометры, наоборот, малочувствительны при температурах выше 20 К, где их показания можно использовать лишь для качественного контроля процессов предварительного охлаждения. Более того, в области температур жидкого азота и ниже у использованных резисторов наблюдается минимум сопротивления. При мониторинговании температур на начальном этапе охлаждения холодным гелием, подаваемым во внешний криостат, их графики выглядят так, как будто происходит рост температуры, которая затем снижается при дальнейшем охлаждении (рис. 4). Термометры были прокалиброваны сравнением с термометром LakeShore в области температур 0.1–15 К.

Измерительные токи через термометры задаются от одного источника напряжения – 16-рядного цифроаналогового преобразователя (ЦАП) с максимальным выходным напряжением 10 В, последовательно с которым включены резисторы номиналом ~1 МОм. Чтобы уменьшить количество проводов, идущих от разъема, установленного на теплой крышке прибора, в холодную зону, к каждому резистору (за исключением установленных на миксере и резонаторе) от разъема идет только по одному проводу. Второй манганиновый потенциальный провод, общий для этой группы резисторов, идет от разъема к “холодной земле” – холодному каркасу. Измеряется суммарное падение напряжения на резисторе и подводящем проводе относительно “холодной земли” для исключения термоэдс. Сопротивление проводов из манганина практически не зависит от температуры, и его измеренное при комнатной температуре значение вычиталось из полного измеренного сопротивления. Ко второй контактной площадке резисторов припаян медный проводок  $\varnothing 0.05$  м, припаянный с другого конца к корпусу контролируемого узла.

Высокочастотные колебания техногенного происхождения и от управляющего компьютера, просачиваясь на термометры, приводят к их перегреву, что особенно заметно при измерении самых низких температур. Обычных мер экранирования оказалось недостаточно. Поэтому к термометру миксера провода, по которым задается ток



**Рис. 4.** Изменение температуры холодного каркаса  $T_{frame}$  и ванн  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  ( $T_{^3\text{He}}$ ,  $T_{^4\text{He}}$ ) в процессе заливки гелия в криостат с магнитом. Стрелки Stop и Start показывают моменты остановки и возобновления процесса заливки. Показания термометров соответствуют реальной температуре только при  $T < \sim 15$  K.

и снимается напряжение, подключены через плоскостные резисторы номиналом  $\approx 10$  кОм, наклеенные на ванну  $^3\text{He}$ .

Измерение сопротивления термометра резонатора с образцом осуществляется по схеме четырех точек без заземления с прохождением сигналов через четыре плоскостных сопротивления 2 кОм, наклеенные на волновод между резонатором и ванной  $^3\text{He}$ . В качестве термометра используется резистор на основе оксида рутения из партии таких датчиков, для которых была получена типовая калибровка сравнением с образцовым термометром сопротивления фирмы Lakeshore.

Другая причина перегрева термометров — теплоприток по проводам. Для того чтобы снять теплопритоки по проводам, использовались целые или разрезанные на части керамические корпуса с впеченными в керамику металлическими ножками от логических микросхем памяти K581 РУ4А советского производства. Для этого с микросхемы удалялась металлическая крышка и собственно микросхема. Находящаяся под крышкой металлическая позолоченная рамка позволяет припаять корпус целиком или разделенный на части к узлам прибора. Чтобы оценить, насколько такие развязки снимают тепловые потоки по проводам, был измерен перегрев ножки, к которой подводилось тепло от электронагревателя. Было установлено, что зависимость теплопроводности от температуры не противоречит зависимости  $T^2$ ,

характерной для многих материалов в градусной области. Теплосопротивление между соседними ножками при 1 K примерно 10 мкВт/К и примерно 2 мкВт/К при 0.4 K [1].

Все провода, идущие от разъемов (манганин  $\varnothing 0.1$  мм в эмалевой изоляции), распаяны на ножки керамических развязок, припаянных на медные корпуса сорберов. Далее к термометрам идут провода ПЭШОМ  $\varnothing 0.06$  мм сначала к элементам тепловой развязки, установленным на контролируемых узлах, а от них провода длиной в несколько сантиметров — к термометрам. Провода, идущие к миксеру и резонатору, дополнительно приведены в тепловой контакт с ванной  $^3\text{He}$  и с волноводом в его середине между резонатором и ванной  $^3\text{He}$  соответственно.

Для усиления сигналов датчиков температуры, их согласования с динамическим диапазоном измерительного 16-разрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и подавления синфазных помех применены дифференциальные усилители на основе прецизионных операционных усилителей OP177 производства “Analog Devices”. Кроме усилителей, в состав интерфейсного блока входят управляемые логическими сигналами ключи, предназначенные для подачи питания на нагреватели сорберов и тепловых ключей от источника 24 В. Для питания нагревателей испарителя (резистор ПТМН 10 кОм), миксера (резистор ПТМН 150 кОм) и задания измерительного тока через

термометры сопротивления служат три 16-разрядных ЦАП.

Сбор данных, их архивирование и управление работой вставки ведется под управлением компьютера с помощью разработанной для этих целей программы в операционной системе Windows с использованием АЦП/ЦАП-платы NI-6014 производства “National Instruments”. Цикл измерений организован следующим образом. Выходные сигналы операционных усилителей через мультиплексоры поочередно поступают на вход 16-разрядного АЦП с частотой опроса  $10^5 \text{ с}^{-1}$ . В каждом канале результаты усредняются за время 20 мс, что позволяет подавить сетевую помеху на частоте 50 Гц. После опроса всех датчиков температуры изменяется полярность тока через термометры с сохранением его величины, и процесс повторяется. Затем для термодпар результаты складываются, а для резисторов вычитаются, что позволяет исключить вклад термоэдс в результаты измерения сопротивления.

В соответствии с калибровками результаты пересчитываются в температуры и выводятся на монитор для оперативного контроля. Одновременно для возможности последующего контроля и анализа формируется 3 файла, в которые заносятся значения температур, измеренных сопротивлений, напряжений, выходные напряжения ЦАП и состояние управляющих логических сигналов.

Управлять работой вставки может оператор, используя мышшь и выводимую на монитор схему вставки. Первоначальное охлаждение до температуры  $\sim 0.5\text{--}0.7 \text{ К}$  ванны  $^3\text{He}$ , миксера и резонатора можно проводить в автоматическом режиме. Как показывает опыт работы, управлять процессами при активации цикла растворения целесообразно в ручном режиме, так как по ходу эксперимента, как правило, требуется стабилизировать температуры при промежуточных значениях.

## РАБОТА КРИОСТАТА РАСТВОРЕНИЯ

Собранная вставка откачивается до низкого давления с контролем герметичности гелиевым течеискателем. Затем в вакуумный объем подается теплообменный газ (примерно  $1 \text{ см}^3$  неона). Вставка устанавливается в криостате, и в его азотный контейнер заливается жидкий азот. В течение нескольких часов (с вечера до утра) соленоид и внутренние узлы вставки остывают до температуры, близкой к температуре жидкого азота. После этого начинается охлаждение до более низких температур при заливке жидкого гелия в криостат. При этом приходится делать паузы, так как если уровень гелия в криостате подходит к вставке, то теплообменный неон вымерзает, и охлаждение внутренних узлов прекращается. После достижения внутренними узлами температуры  $\sim 10 \text{ К}$

можно полностью заполнить криостат жидким гелием. Его расход при заливке составляет  $15\text{--}17 \text{ л}$  жидкости, включая расход на охлаждение соленоида. Залитого гелия хватает примерно на 12 ч.

После охлаждения каркаса (поз. 15 на рис. 3) до температуры ниже  $5 \text{ К}$  включается процесс десорбции/сорбции при нагреве и охлаждении сорберов  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  (рис. 5). Для нагрева включаются нагреватели сорберов, для их охлаждения после выключения нагревателей нагреваются тепловые ключи. При их нагреве десорбируется гелий, и между сорберами и их контейнерами устанавливается хороший теплообмен. Как видно из рис. 5, каркас при этом кратковременно нагревается до  $8 \text{ К}$ . Из-за этого, а также из-за большого расхода тепла на охлаждение и конденсацию  $^3\text{He}$  и смеси процесс десорбции/сорбции  $^4\text{He}$  повторяется несколько раз. При достижении температуры  $^3\text{He} \sim 1 \text{ К}$  включается его сорбционная откачка, и ванна  $^3\text{He}$  остывает ниже  $0.5 \text{ К}$ , а миксер, резонатор и испаритель — до  $0.5\text{--}0.6 \text{ К}$  (рис. 5 и 6).

После охлаждения миксера включается нагреватель испарителя и через несколько минут достигается устойчивый режим охлаждения (рис. 6). В ходе эксперимента можно замедлять изменение температуры миксера или стабилизировать ее на заданном уровне. Для этого включается нагреватель миксера и подбирается рассеиваемая в нем мощность. Для увеличения общего времени эксперимента можно на время нагрева миксера уменьшать мощность, подводимую к испарителю. Длительность поддержания низкой температуры определяется тем, что на полное испарение запасенного в ванне  $^3\text{He}$  надо подвести примерно  $4 \text{ Дж}$  тепла. Соответственно, при мощности  $P_{\text{still}} = 0.2 \text{ мВт}$ , подводимой к испарителю от нагревателя, и с учетом  $\sim 50\text{--}70 \text{ мкВт}$  тепла, подводимого по волноводу и сверхтекучей пленке в капилляре для заполнения миксера смесью  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ , длительность цикла растворения составляет около 4 ч.

Минимальная достигнутая температура миксера  $T_{\text{mixer}} = 0.1 \text{ К}$  при  $P_{\text{still}} = 0.1 \text{ мВт}$  и  $0.085 \text{ К}$  при  $P_{\text{still}} = 0.2 \text{ мВт}$ . Зависимость температуры миксера от мощности его нагрева  $P_{\text{mixer}}$  приведена на рис. 7. Она неплохо соответствует теоретической оценке производительности цикла растворения (сплошная кривая) по работе [5], если считать, что к миксеру дополнительно поступает  $\sim 4 \text{ мкВт}$  тепла. Основной источник тепла, по-видимому, — это недостаточный теплообмен между потоками  $^3\text{He}$  из конденсатора в миксер и из миксера в испаритель. Габариты вставки, к сожалению, не позволяют существенно (на порядок и более) увеличить площадь теплообмена и улучшить ситуацию.

Эксперименты с нагревом миксера позволяют оценить сопротивление Капицы между жидкостью и стенками миксера. В момент включения

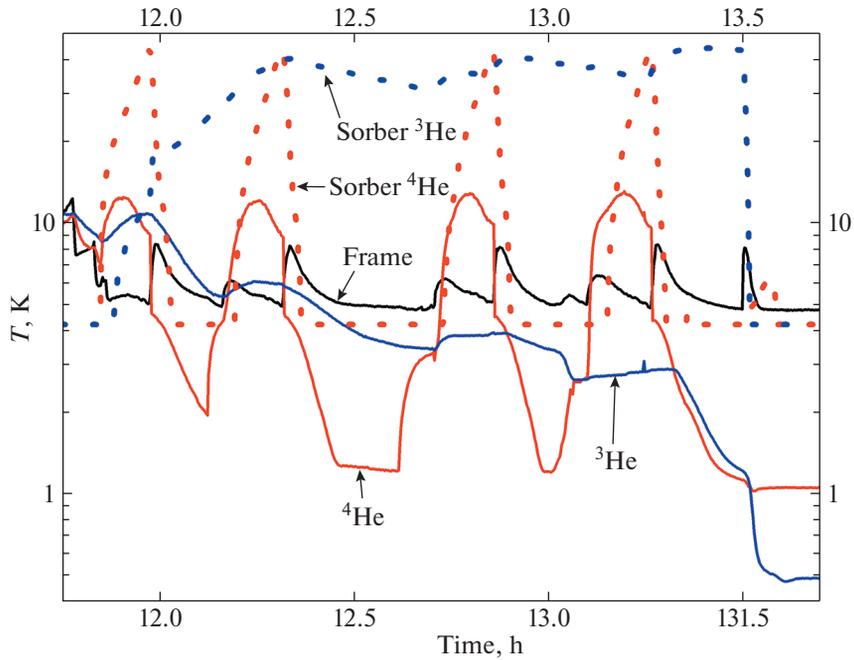


Рис. 5. Диаграмма процессов при охлаждении ванны  ${}^3\text{He}$  до температуры  $\sim 0.5$  К.

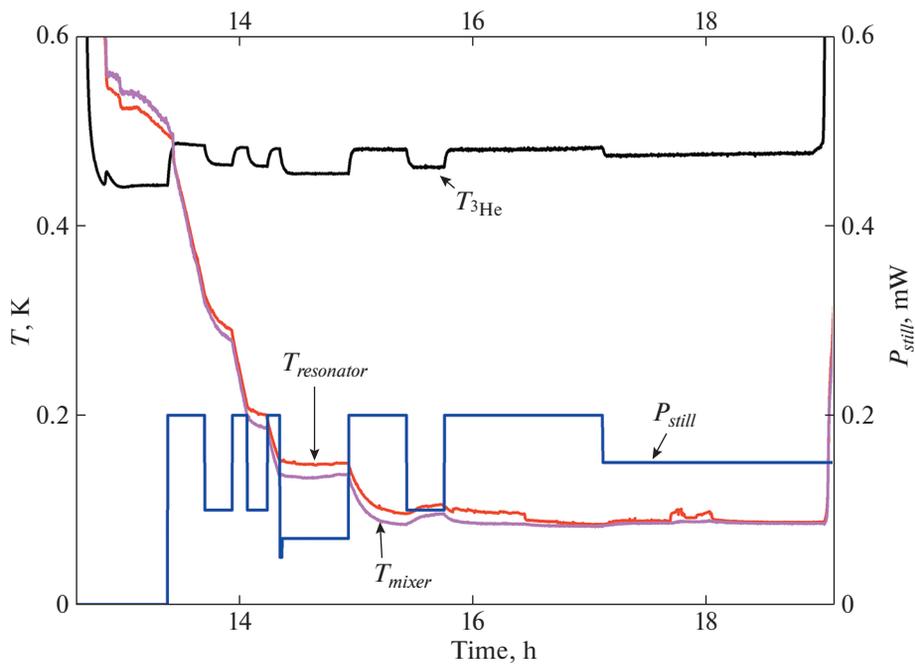


Рис. 6. Зависимости от времени температур ванны  ${}^3\text{He}$  ( $T_{3\text{He}}$ ), резонатора ( $T_{\text{resonator}}$ ) и миксера ( $T_{\text{mixer}}$ ). Изменения температуры ванны  ${}^3\text{He}$  связаны с изменением мощности  $P_{\text{still}}$ , подводимой к испарителю. На зависимости  $T_{\text{resonator}}(t)$  видны участки с замедленным изменением температуры и плато при 0.15 К при уменьшении мощности нагрева с одновременным нагревом миксера.

нагревателя температура  $T_{\text{mixer}}$  быстро нарастает: при  $P_{\text{mixer}} = 4$  мкВт — на  $\sim 2$  мК, после чего идет более медленный нагрев жидкости в миксере (рис. 8). Это

связано с тем, что жидкость имеет громадную по сравнению с корпусом миксера теплоемкость. При выключении нагрева происходит быстрый

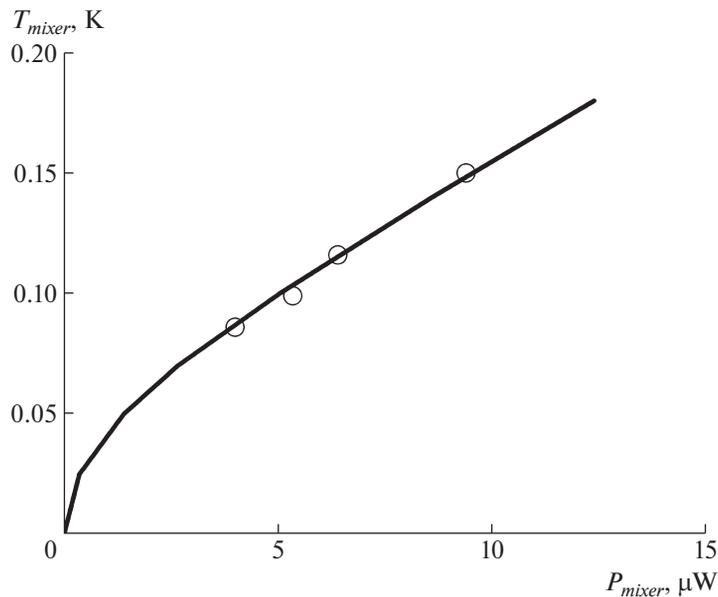


Рис. 7. Зависимость температуры миксера от мощности его нагрева при  $P_{still} = 0.2$  мВт.

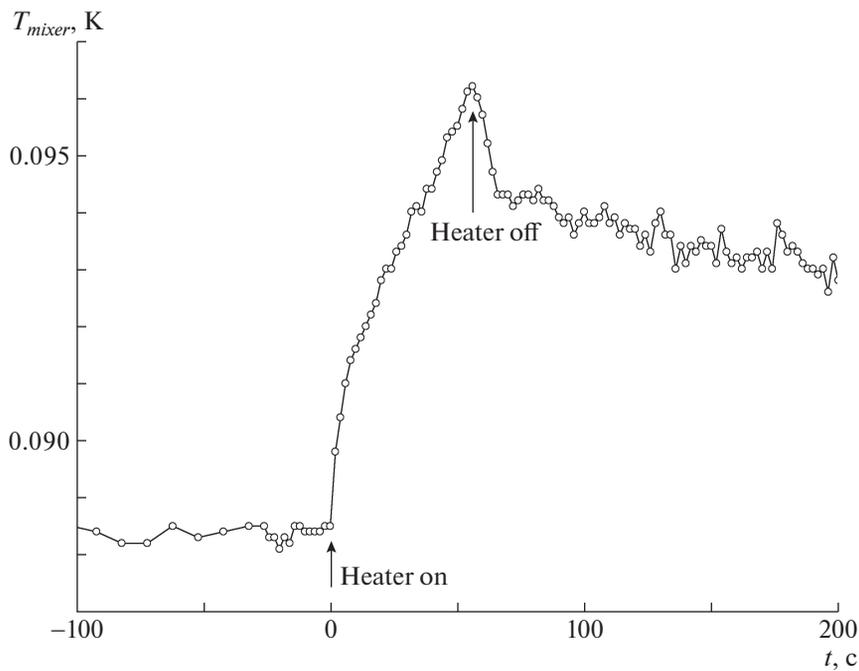


Рис. 8. Зависимость от времени температуры миксера при включении и выключении нагревателя. В установившемся режиме мощность нагрева 4 мВт.

спад температуры, сменяющийся более медленным охлаждением, обусловленным циркуляцией смеси. Длительность скачков составляет примерно 4–6 с и определяется, по-видимому, временем разогрева нагревателя – довольно большого резистора ПТМН, проволочная намотка которого упакована в пластик с плохой теплопроводностью.

Время нагрева миксера и резонатора на 2 мК, по оценкам, составляет несколько десятых секунды. По величинам скачка можно оценить коэффициент  $K_{boundary} \approx 0.7$  Вт/К<sup>4</sup> в известной формуле, описывающей сопротивление Капицы:

$$P_{boundary} = K_{boundary}(T_1^4 - T_2^4).$$

На зависимости температуры резонатора от времени (см. рис. 6) заметны вариации температуры, вызываемые нагревом резонатора током через нагреватель, токами Фуко при изменении магнитного поля  $H$  и поглощением в резонаторе СВЧ-мощности при проведении экспериментов. Вариации температуры миксера выражены значительно слабее. Это объясняется тем, что есть падение температур вдоль теплопровода. Мощность, выделяемую токами Фуко, можно оценить по нагреву миксера. Она, очевидно, пропорциональна квадрату скорости изменения поля, и для используемого резонатора  $P_{dH/dT} \approx 30(dH/dT)^2$  нВт/(кЭ/мин)<sup>2</sup>. Аналогично можно оценить СВЧ-мощность, рассеиваемую в резонаторе, как  $P_{HF} \sim 2$  нВт, при мощности, принимаемой детектором, равной 0.5 нВт, когда отношение сигнал/шум равно примерно 10. При этой мощности, принимаемой детектором, получены записи линий магнитного резонанса при наиболее низкой температуре резонатора 0.1 К, приведенные в разделе “Апробация в эксперименте.” Мощность на входном волноводном фланце вставки заведомо не превышала 1 мВт.

Для оценки мощности теплового излучения комнаты, просачивающегося по волноводам, к открытому торцу волновода подносили нагретую до  $\approx 650$  К электроплитку с массивным зачерненным нагревателем. При температуре резонатора 0.1 К не было замечено изменения его температуры при шуме ее измерения порядка 0.2 мК. С учетом приведенных выше результатов это означает, что в этом случае тепловой поток порядка 0.2 Вт ослабляется до уровня менее  $\sim 0.2$  мВт. Если предположить, что до резонатора может просачиваться в основном длинноволновое излучение, мощность которого для черного тела при комнатной температуре вдвое меньше, чем при температуре 650 К, и степень черноты стенок волноводов из нержавеющей стали порядка 0.1, то в рабочих условиях до резонатора доходит не более 10–20 нВт теплового излучения комнаты.

### АПРОБАЦИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Для тестовых исследований магнитного резонанса в области температур ниже 0.5 К были выбраны монокристаллы антиферромагнитного  $MnCO_3$ , испытывающего антиферромагнитный фазовый переход при температуре Нееля 32.4 К. Антиферромагнитный резонанс в этом веществе хорошо изучен и характерен тем, что его частота и резонансное поле сильно зависят от температуры, даже при температуре значительно ниже температуры упорядочения. Это связано с взаимодействием электронной спиновой подсистемы с подсистемой ядер  $^{55}Mn$ , средний магнитный момент каждого из которых при температуре  $T$  является “парамагнитным”, т.е. обратно пропорцио-

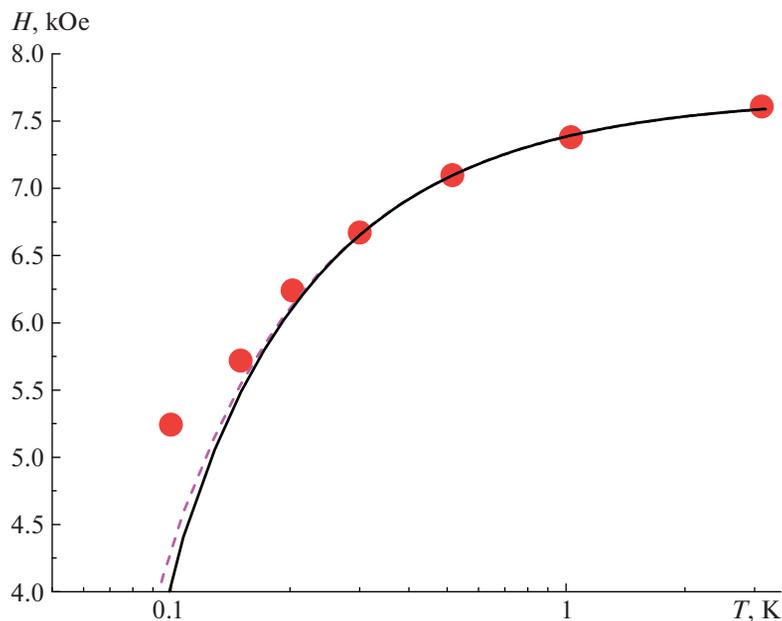
нален температуре в условиях, когда полный момент ядерной подсистемы далек от насыщения. В результате зависимость частоты антиферромагнитного резонанса от магнитного поля, приложенного в легкой плоскости антиферромагнетизма, и от температуры, определяется соотношением:

$$(f/\gamma)^2 = H^2 + HH_D + 5.8/T + 0.3. \quad (1)$$

Здесь  $f$ , ГГц – частота микроволнового поля;  $H$ , кЭ – магнитное поле;  $H_D = 4.4$  кЭ – поле Дзялошинского;  $T$  – температура;  $\gamma = 2.8$  ГГц/кЭ – гиромагнитное отношение [6]. Зависимость резонансного поля от температуры для частоты 27 ГГц, полученная с помощью этой формулы, представлена на рис. 9 сплошной линией.

Таким образом, при фиксированной частоте микроволнового генератора по результатам измерений поля антиферромагнитного резонанса  $H$  можно определить температуру  $T$  образца. Строго говоря, таким образом определяется температура ядерной подсистемы образца, которая, как известно, может быть перегрета относительно решетки из-за весьма длительного времени релаксации. При температуре 0.1 К это время может достигать нескольких часов [7]. Для самых низких температур, т.е. существенно ниже 0.1 К, следует использовать более точное соотношение, в котором поляризация ядерной подсистемы описывается не парамагнитным законом Кюри, а функцией Бриллюэна для ядерного спина 5/2 (штриховая линия на рис. 9). Следует отметить, что низкую температуру образца  $MnCO_3$  таким способом можно измерять в достаточно сильном поле, порядка 10 кЭ, в котором обычные парамагнетики оказываются почти полностью насыщенными и не показывают существенной зависимости интенсивности сигнала парамагнитного резонанса или магнитной восприимчивости от температуры в этом диапазоне.

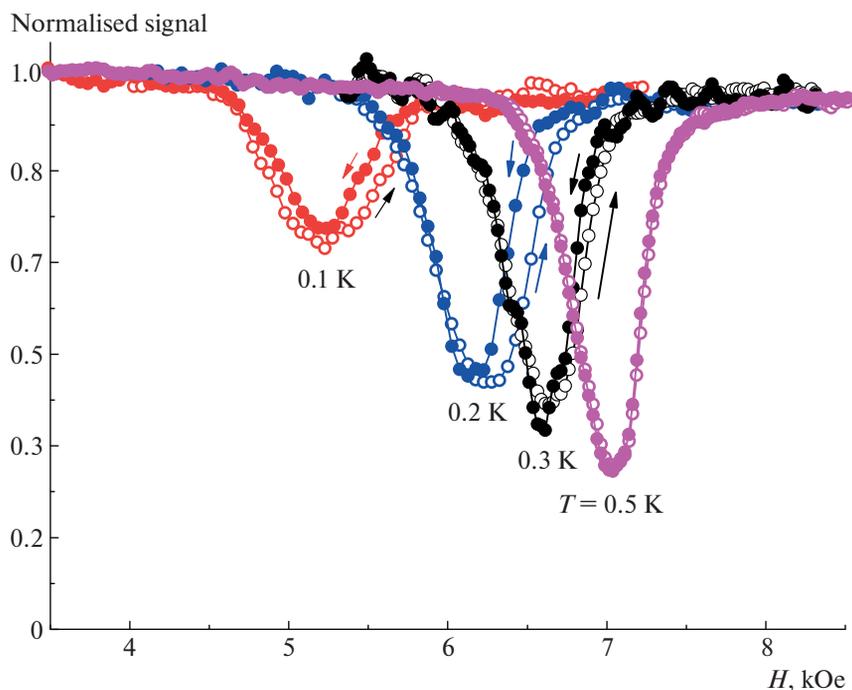
Записи зависимости прошедшей через резонатор микроволновой мощности на частоте 27 ГГц от магнитного поля, полученные при различных температурах резонатора, измеренных с помощью термометра сопротивления, показаны на рис. 10. Эти записи были получены в условиях малой мощности и медленного прохождения линии резонанса. Достаточно малый уровень мощности подбирался экспериментально из условия, что при данной мощности, а также при мощности, уменьшенной в два раза, резонансное поле и форма линии должны быть одинаковыми. Скорость развертки поля выбиралась достаточно медленной (например, 0.8 кЭ/мин), чтобы перегрев резонатора токами Фуко в условиях развертки поля не превышал 2 мК. Медленная развертка и одновременно низкий уровень мощности нужны для того, чтобы не возникал эффект затягивания резонанса в область сильного поля. (При высокой мощности перегрев образца приводит к смеще-



**Рис 9.** Зависимость поля антиферромагнитного резонанса на частоте 27 ГГц, измеренная в ходе тестовых экспериментов с кристаллом  $MnCO_3$  (точки) и соответствующая формуле (1) (сплошная линия). Штриховая линия – расчет поля антиферромагнитного резонанса с учетом намагненности ядер в соответствии с функцией Бриллюэна.

нию резонанса в область более сильного поля.) Скорость развертки и уровень мощности подбирались отдельно для каждой температуры. Таким образом, при более высокой температуре можно

было использовать более высокий уровень мощности, соответственно повышая отношение сигнал/шум. Контроль эффекта смещения резонансного поля и выбор малой мощности и мед-



**Рис 10.** Записи зависимости проходящей СВЧ-мощности на частоте 27 ГГц от магнитного поля для образца  $MnCO_3$  при различных значениях температуры резонатора. Стрелками обозначено направление развертки магнитного поля.

ленной скорости развертки позволяют быть уверенными, что образец не перегрет относительно дна резонатора из-за поглощения микроволновой мощности. Поскольку время реализации низкой температуры в данном приборе не превышает 4–6 ч, мы не могли выдержать образец при самой низкой температуре значительно дольше для достижения полной термализации ядерной подсистемы после охлаждения резонатора до температуры 0.1 К.

На рис. 9 точками показаны экспериментально полученные значения резонансного поля антиферромагнитного резонанса при различных температурах резонатора. Резонансные поля хорошо соответствуют теоретическим значениям для температур  $\geq 0.2$  К, когда время релаксации ядерной подсистемы не превышает десятков минут. Для температуры резонатора 0.1 К в соответствии с формулой (1) получаем температуру системы ядерных спинов 0.13 К, что является разумной величиной с учетом невозможности термализации ядер за время выдержки порядка 1 ч после охлаждения резонатора. При этом температура решетки образца, вероятно, была близкой к 0.1 К.

Таким образом, проведенные тестовые эксперименты показывают, что построенный микро-рефрижератор растворения при нагрузке на волноводный тракт и резонатор обеспечивает в условиях реального эксперимента по магнитному резонансу в диапазоне частот 27–50 ГГц темпера-

туру резонатора 0.1 К и диэлектрического образца вплоть до  $0.1 \pm 0.01$  К.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарны С.А. Васильеву за предоставление термометров сопротивления с типовой калибровкой, А.Б. Ермакову за участие в подготовке компьютерной программы, В.Е. Трофимову и Н.И. Тарасовой за тщательное и точное изготовление и монтаж деталей вставки, С.С. Сосину за участие в экспериментах по антиферромагнитному резонансу.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ 17-12-01505 и 22-12-00259.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Herrmann R., Офицеров А.В., Хлюстиков И.Н., Эдельман В.С.* // ПТЭ. 2005. № 5. С. 142.
2. *Эдельман В.С.* // ПТЭ. 2009. № 2. С. 129.
3. *Эдельман В.С.* // ПТЭ. 2012. № 1. С. 154.
4. *Эдельман В.С., Якопов Г.В.* // ПТЭ. 2013. № 5. С. 129. <https://doi.org/10.7868/S0032816213050145>
5. *Radebaugh R.* NBC Technical Note 362. December, 1967.
6. *Боровик-Романов А.С., Крейнес Н.М., Прозорова Л.А.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 45. Вып. 1. С. 64.
7. *Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Думеш Б.С., Мухарский Ю.М.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 1. С. 335.

---

---

**ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОСТРАЦИОННОГО  
И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

---

---

УДК 531.535+372.853

**ДЕМОСТРАЦИОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО РЕЗОНАНСНЫМ  
КОЛЕБАНИЯМ МАЯТНИКА ДЛЯ СТУДЕНЧЕСКОГО  
ПРАКТИКУМА ПО ФИЗИКЕ**© 2022 г. В. Н. Глазков<sup>a,b,\*</sup>, М. П. Ракитин<sup>a,\*\*</sup><sup>a</sup> Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, факультет физики  
Россия, 105066, Москва, ул. Старая Басманная, 21/4<sup>b</sup> Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН  
Россия, 119334, Москва, ул. Косыгина, 2

\*e-mail: glazkov@kapitza.ras.ru; vglazkov@hse.ru

\*\*e-mail: mprakitin@edu.hse.ru

Поступила в редакцию 30.12.2021 г.

После доработки 16.02.2022 г.

Принята к публикации 19.02.2022 г.

Колебания на студенческих практикумах по механике обычно изучаются на примерах свободных колебаний математических и физических маятников. Вынужденные колебания и явление резонанса, как правило, рассматриваются в практикумах по электричеству на примере  $RLC$ -контуров. В данной статье предлагается описание простой установки, которая совмещает в себе демонстрационную наглядность маятника и возможность наблюдения явлений вынужденных колебаний, резонанса и биений.

DOI: 10.31857/S0032816222040103

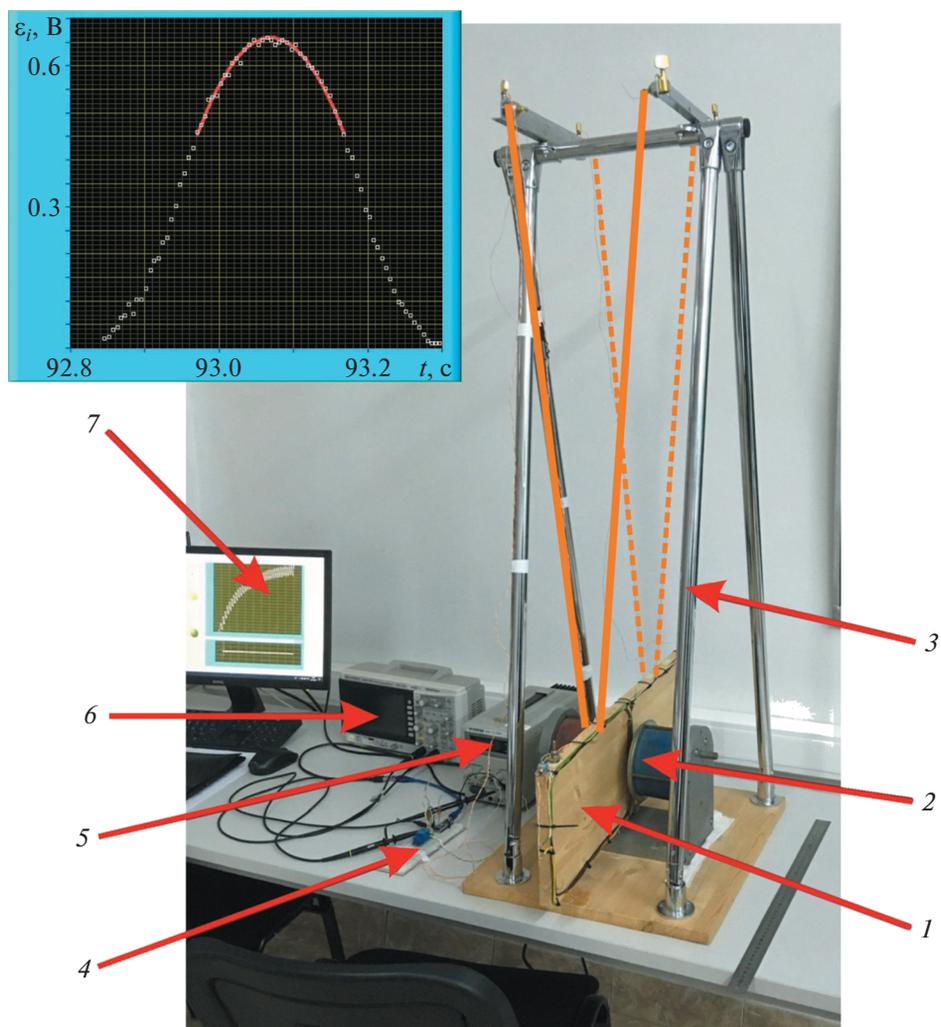
**1. ОПИСАНИЕ ДЕМОСТРАЦИОННОЙ  
УСТАНОВКИ**

Тема колебаний постоянно встречается и в университетском, и в школьном курсе физики: периодическое движение маятников, звуковые и электромагнитные волны, колебания напряжений и токов в колебательном контуре. В рамках лабораторных практикумов, как правило, изучаются свободные колебания различных механических маятников, а вынужденные колебания обычно изучаются на примере электрических цепей. Мы предлагаем простую демонстрационную установку, позволяющую наглядно демонстрировать и изучать явления, связанные с вынужденными колебаниями, на примере физического маятника.

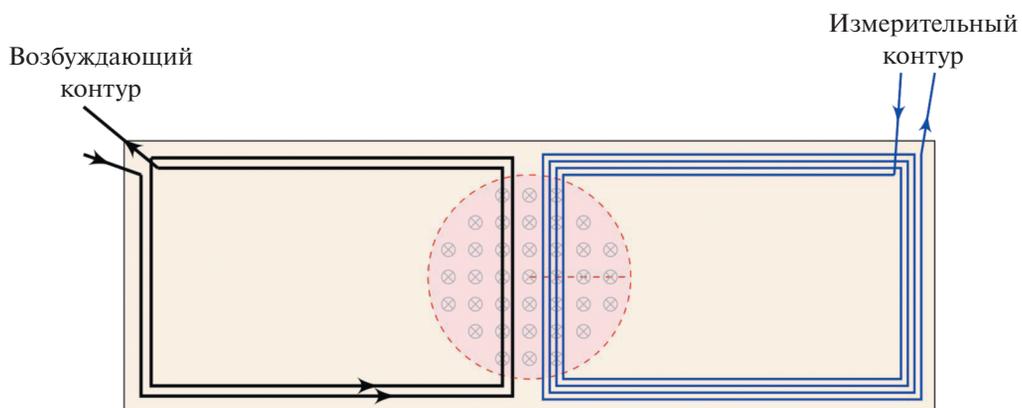
Схема демонстрационной установки показана на рис. 1. Каркас, держащий маятник, собран из мебельного щита (основание), а также стоек и крепежных элементов от мебельной системы “Джокер”. Маятником является деревянная доска (с размерами примерно  $800 \times 200 \times 18$  мм) массой около 1 кг, подвешенная на двух V-образных параллельных подвесах длиной около 1 м. В параллельном подвесе расстояние между точками крепления нитей к маятнику равно расстоянию между точками крепления нитей к каркасу, в этом случае маятник не поворачивается во время коле-

баний, а использование V-образного подвеса позволяет подавить паразитные поперечные колебания. Доска колеблется в зазоре полюсов магнита, поле магнита  $B \approx 0.15$  Тл. В положении равновесия магнит находится по центру доски, диаметр полюсов используемого нами магнита около 10 см. Для возбуждения колебаний на плоскости доски (см. рис. 2) смонтирован контур из двух витков провода сечением  $2.5 \text{ мм}^2$ , через который можно пропускать ток от внешнего источника. Вынуждающей силой является сила Ампера в вертикально идущих проводах, которые в равновесии находятся между полюсами магнита. Небольшой перекося оси магнита или несимметричное относительно полюсов магнита расположение возбуждающего контура может приводить к возникновению перпендикулярной к плоскости доски компоненты силы Ампера, однако в ходе опытов существенной раскачки маятника в поперечной плоскости не наблюдалось.

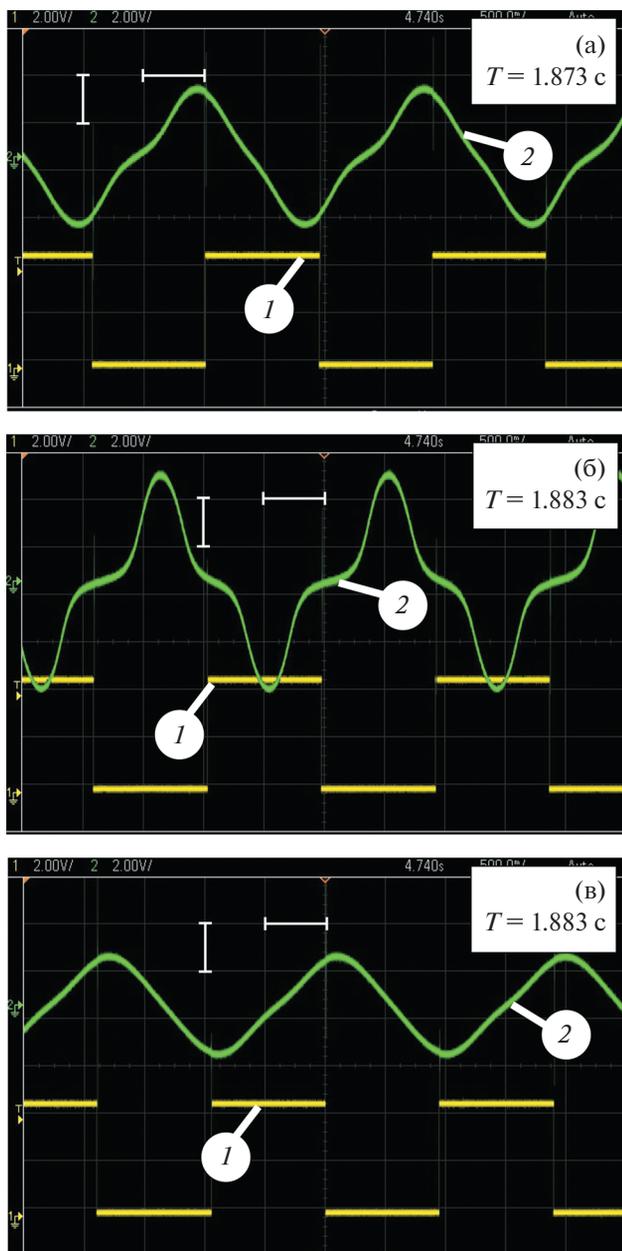
Для измерения параметров колебаний на плоскости доски смонтирована измерительная катушка из 60-ти витков провода диаметром 0.2 мм. Электродвижущая сила (э.д.с.) индукции в измерительной катушке определяется скоростью движения маятника и достигает максимума при прохождении положения равновесия. Возбуждающий



**Рис. 1.** Схема конструкции демонстрационной установки. 1 – маятник; 2 – постоянный магнит; 3 – каркас; 4 – плата с реле и микроконтроллером Arduino; 5 – источник тока; 6 – осциллограф; 7 – компьютер. Сплошными линиями выделены ближние нити подвеса маятника, штриховыми – дальние нити подвеса. На вставке: точки – записанный импульс э.д.с. индукции при прохождении измерительного контура вблизи магнита, сплошная красная кривая – подгонка параболы данным вблизи максимума.



**Рис. 2.** Схема размещения возбуждающего и измерительного контуров на маятнике. Красной штриховой линией обозначено положение магнита относительно доски в положении равновесия.



**Рис. 3.** Осциллограммы напряжений: 1 – на управляющем реле (ток в возбуждающий контур подается при низком уровне сигнала) и 2 – на измерительном контуре – для периодичности  $T$  переключения реле: 1.873 с (а), 1.883 с (б), 1.893 с (в). Период свободных малых колебаний  $T_0 = 1.883$  с. Масштаб: по горизонтали – 500 мс, по вертикали – 200 мВ.

и измерительный контуры соединены с внешней цепью гибкими проводами вдоль подвесов маятника (проводом диаметром 0.2 мм для измерительного контура и многожильной гибкой витой парой для контура возбуждения).

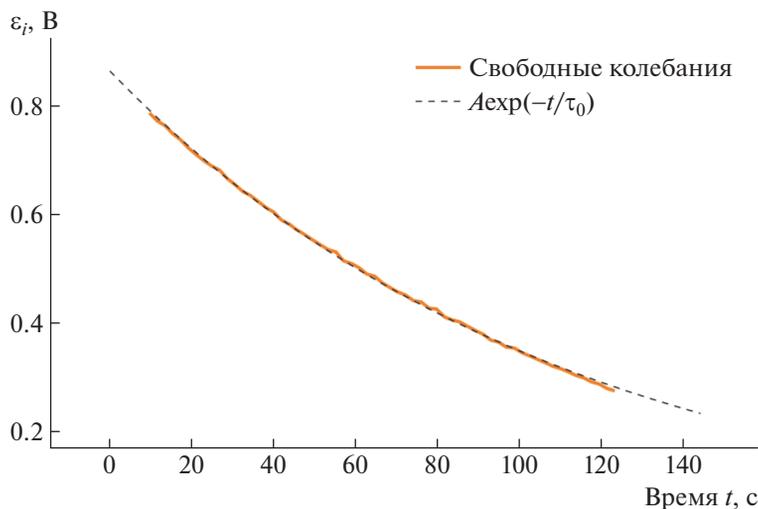
Для регистрации колебаний и управления возбуждающей силой мы использовали простейший

микроконтроллер Arduino Nano и подключенный к нему одноканальный модуль реле JQC-3FF-S-Z. Электродвижущая сила индукции измерялась встроенным аналого-цифровым преобразователем (а.ц.п.) микроконтроллера Arduino (при отклонении маятника от равновесия на  $\sim 10$  см амплитуда э.д.с. индукции составляла около 0.3 В; измеренный при помощи микроконтроллера Arduino импульс э.д.с. индукции при одном из проходов маятника мимо магнита показан на вставке к рис. 1, осциллограммы сигнала э.д.с. индукции показаны на рис. 3). Взаимодействие компьютера с контроллером Arduino осуществлялось с помощью программы, написанной в среде LabView, однако контроллером Arduino можно управлять и с помощью других языков программирования, в том числе и со свободной лицензией (таких как Python или C++).

Используемая программа обеспечивает переключение реле с заданным периодом (со скважностью 2) и измерение э.д.с. индукции. Встроенный а.ц.п. микроконтроллера Arduino измеряет только напряжения одной полярности, что позволяет фиксировать прохождение рамки измерительного контура мимо магнита только в одном направлении. При использовании среды LabView и библиотеки LINX скорость съема данных составляет около 150 точек в секунду. Измеренные импульсы напряжения в своей верхней трети подгоняются параболой (см. вставку к рис. 1), максимум которой позволяет определить момент прохождения положения равновесия и пропорциональную скорости э.д.с. индукции в момент прохождения положения равновесия. Поскольку для малых колебаний скорость прохождения нижней точки маятника пропорциональна амплитуде, зависимость максимальной э.д.с. индукции в импульсе от времени прохождения положения равновесия позволяет фиксировать зависимость амплитуды колебаний от времени. Также автоматически фиксируется “мгновенный” период колебаний (время между прохождениями положения равновесия в одну сторону).

Для независимого наблюдения сигнала э.д.с. индукции в измерительном контуре и сигнала в возбуждающем контуре использовался двухлучевой осциллограф. В качестве источника тока для контура возбуждения использовался INSTEK GPS-73030D, позволяющий получать ток до 3 А. Во избежание переходных процессов при замыкании/размыкании реле при настройке источника необходимо контролировать, чтобы он оставался в режиме стабилизации напряжения как при разомкнутых контактах реле, так и при замыкании на низкоомную (около 1 Ом в нашем опыте) нагрузку контура возбуждения.

Большими плюсами такой демонстрационной установки являются простота сборки и относи-



**Рис. 4.** Временная зависимость э.д.с. индукции при прохождении положения равновесия для свободных колебаний маятника. Характерное время затухания  $\tau_0 \approx 110$  с.

тельно невысокая стоимость<sup>1</sup>, что делает ее доступной для любой студенческой лаборатории. Сборка, наладка, программирование интерфейса такой установки — это посильные задачи для учебных проектов студентов младших курсов и учащихся старших классов школы. При этом, как будет описано ниже, такой маятник позволяет наблюдать множество нетривиальных колебательных сюжетов, а также оставляет место для различных усовершенствований, дающих выигрыш в точности и разнообразии наблюдаемых явлений.

## 2. ПРИМЕРЫ ДЕМОНСТРАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Мы не будем приводить здесь формулы для описания свободных и вынужденных колебаний. Эти формулы есть во многих учебных пособиях, например в книге [1]. Примеры некоторых опытов показаны в дополнительных демонстрационных видеоматериалах<sup>2</sup> к данной статье.

### 2.1. Свободные колебания

Если на возбуждающий контур не подавать ток, то при выведении маятника из положения равновесия в системе будут наблюдаться затухающие колебания. Период малых колебаний может

<sup>1</sup> В ценах 2021 года стоимость материалов для изготовления маятника составляет около 1500 руб., изготовление каркаса при помощи соединителей системы “Джонкер” не требует никаких сложных механических работ. В ценах 2021 года суммарная стоимость микроконтроллера Arduino, модуля реле и монтажной платы составляет около 2000 руб.

<sup>2</sup> Дополнительные видеоматериалы к статье размещены на сайтах <https://link.springer.com/> (английская версия) и <https://elibrary.ru> (русская версия).

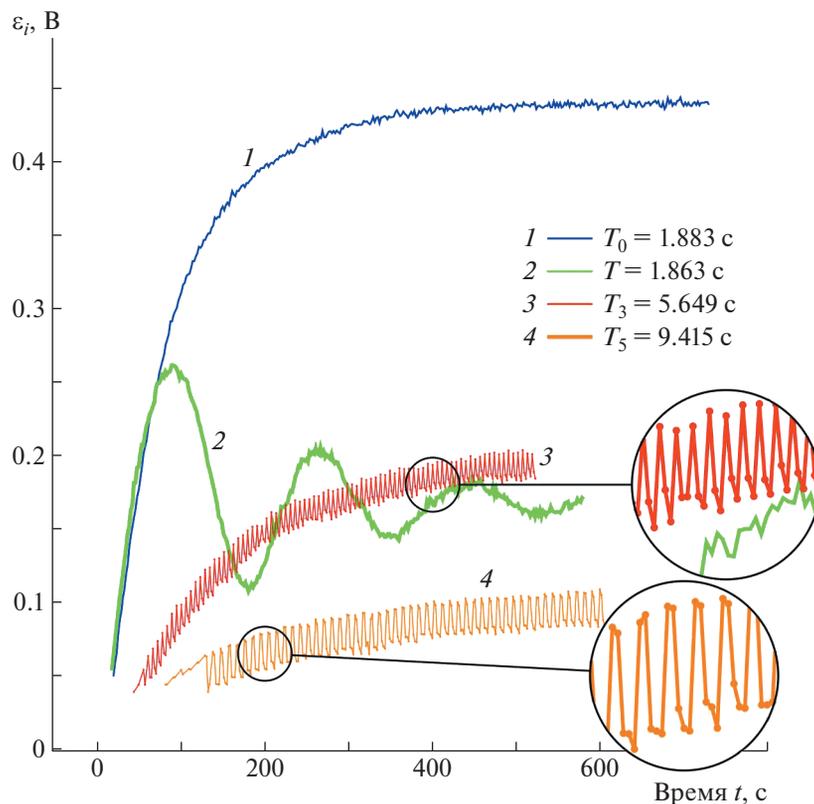
быть измерен как интервал между моментами времени, когда э.д.с. индукции максимальна (см. осциллограммы на рис. 3), как описано выше. Фиксируемая в ходе затухающих колебаний зависимость амплитуды э.д.с. индукции от времени (рис. 4) позволяет определить характерное время затухания  $\tau_0 \approx 110$  с и добротность маятника  $Q = \pi\tau_0/T_0$ . В нашем опыте  $T_0 = 1.883$  с,  $Q \approx 180$ .

### 2.2. Колебания в резонансе

Для наблюдения явления резонанса ток через возбуждающий контур включается и выключается при помощи реле с периодичностью свободных колебаний  $T_0$ . При этом наблюдается (и визуально, и по зависимости э.д.с. индукции в измерительном контуре от времени, рис. 5) нарастание амплитуды колебаний, асимптотически стремящейся к амплитуде установившихся вынужденных колебаний.

В нашем опыте при амплитуде тока  $I = 0.7$  А отклонение маятника в установившихся резонансных колебаниях составило  $\delta x_{\text{рез}} \approx 120$  мм. Отклонение маятника от положения равновесия при непрерывном пропускании того же тока составило  $\delta x_{\text{стат}} \approx 2$  мм.

Отношение  $\delta x_{\text{рез}}/\delta x_{\text{стат}} \approx 60$ , что оказывается примерно втрое меньше ожидаемого для гармонической вынуждающей силы значения, равного добротности маятника  $Q$ . Это отличие связано с двумя факторами: во-первых, амплитуда резонансной первой гармоники вынуждающей силы составляет долю  $2/\pi$  от амплитуды меандра; во-вторых, при колебаниях вынуждающий контур выходит за пределы полюсов магнита, что допол-



**Рис. 5.** Временная зависимость э.д.с. индукции в измерительном контуре в момент прохождения положения равновесия в разных опытах. Амплитудное значение тока в вынуждающем контуре одинаково и равно  $I = 0.7$  А во всех опытах. 1 – резонансная раскачка маятника (период вынуждающей силы  $T_0 = 1.883$  с); 2 – биения при периодичности вынуждающей силы  $T = 1.863$  с; 3, 4 – раскачка колебаний на кратных гармониках вынуждающей силы  $T_3 = 5.649$  с и  $T_5 = 9.415$  с соответственно.

нительно уменьшает эффективность действия вынуждающей силы.

### 2.3. Возбуждение колебаний на кратных гармониках

Поскольку периодический ток, подаваемый в возбуждающий контур, не синусоидален, а модулирован меандром, удастся наблюдать резонансную раскачку и на кратных частотах (см. рис. 5). В разложении меандра в ряд Фурье присутствуют только нечетные гармоники, поэтому резонансная раскачка наблюдается только при периодичности переключения реле  $T_{2n+1} = (2n + 1)T_0$ .

Полученные временные зависимости э.д.с. индукции при прохождении положения равновесия очень наглядны: поскольку вынуждающая сила имеет в  $(2n + 1)$  раз больший период, она “подталкивает” маятник на каждом  $(2n + 1)$ -м колебании. В результате на временных зависимостях э.д.с. индукции в измерительном контуре видно характерное пилообразное чередование подталкивания и затухания колебаний маятника.

Амплитуда установившихся колебаний уменьшается с ростом номера гармоники в качественном соответствии с уменьшением амплитуды нечетных гармоник ряда Фурье меандра  $A_{2n+1}/A_1 \propto 1/(2n + 1)$ . Количественное различие связано в основном с уменьшением эффективности действия вынуждающей силы при больших амплитудах колебаний, отмеченным в предыдущем разделе.

### 2.4. Наблюдение биений

Демонстрационная установка позволяет наблюдать и еще одно яркое явление, характерное для вынужденных колебаний, которое редко демонстрируется на практикумах по механике, – биения. Биения возникают во время переходного процесса, когда частота вынуждающей силы близка к резонансной, но слегка отличается от нее [1].

Биения наблюдаются очень четко непосредственно: амплитуда вынужденных колебаний нарастает, а потом убывает (иногда вплоть до остановки) в зависимости от сфазированности или

расфазированности колебаний маятника и вынуждающей силы. Снятая во время биений временная зависимость э.д.с. индукции в измерительном контуре показана на рис. 5. Наблюдаемая в представленном опыте периодичность биений составила  $T_{\text{биений}} = 180 \pm 5$  с, что находится в идеальном согласии с теоретическим значением [1]

$$T_{\text{биений}}^{\text{теор}} = T_0 T / |T_0 - T| = 175 \text{ с.}$$

### 2.5. Фаза установившихся колебаний

Характерной фазовой характеристикой колебательной системы с вынуждающей силой является сдвиг фазы установившихся колебаний относительно фазы вынуждающей силы. На представленной демонстрационной установке этот сдвиг фазы можно непосредственно наблюдать, сравнивая осциллограммы сигнала э.д.с. индукции в измерительном контуре (экстремумы которого соответствуют прохождением через положение равновесия маятника) и управляющего сигнала на реле, включающем ток в возбуждающем контуре (рис. 3).

В резонансе вынуждающая сила и скорость маятника сонаправлены: и действительно, (см. рис. 3б) наибольший сигнал э.д.с. индукции в измерительном контуре наблюдается примерно по середине интервала включения тока в возбуждающем контуре, что соответствует сдвигу фазы колебаний, близкому к  $\pi/2$ . При увеличении периода вынуждающей силы (уменьшении частоты) максимум сигнала э.д.с. индукции смещается практически к моменту включения тока в возбуждаю-

щем контуре (см. рис. 3в), а при уменьшении периода – к моменту выключения тока в возбуждающем контуре (см. рис. 3а), что соответствует сдвигу фазы колебаний примерно на 0 и на  $\pi$  в соответствии с теорией вынужденных колебаний [1].

### 3. ВЫВОДЫ

Представлена конструкция простой демонстрационной установки для изучения свободных и вынужденных колебаний маятника. Установка может быть использована в студенческом практикуме по механике, а также в самостоятельной (проектной) работе студентов и старших школьников. Помимо описанных опытов, установка содержит достаточно большой потенциал для улучшений в проведении измерений (например, построение резонансной кривой маятника), в постановке эксперимента (например, использование отдельного чувствительного вольтметра или более чувствительного а.ц.п. для измерения э.д.с. индукции), а также в обработке данных (например, учет конкретной геометрии полюсов магнита).

Авторы выражают благодарность инженеру факультета физики НИУ ВШЭ М.Г. Андрееву за помощь в сборке и отладке демонстрационной установки.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики. Т. 1. Механика. Молекулярная физика: Учебное пособие. 2-е изд., перераб. М.: Наука, 1982.

## ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 533.9.072

# МИКРОВОЛНОВЫЙ ИСТОЧНИК НЕТЕРМАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОДНОГО МОСТА

© 2022 г. С. А. Горбатов, И. А. Иванов, В. Н. Тихонов, А. В. Тихонов

Поступила в редакцию 23.02.2022 г.

После доработки 14.03.2022 г.

Принята к публикации 17.03.2022 г.

DOI: 10.31857/S0032816222040206

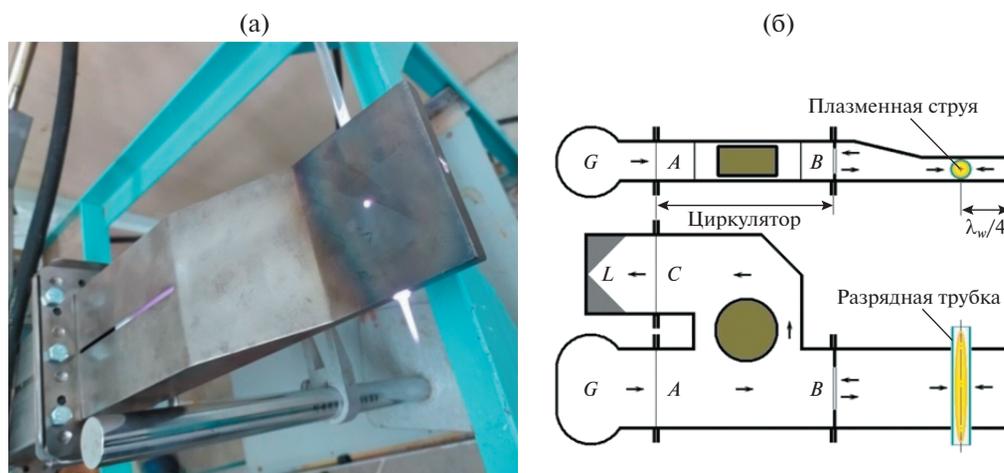
В последние два десятилетия ведутся интенсивные разработки источников нетермальной атмосферной (т.е. получаемой при атмосферном давлении) плазмы (НТАП) для плазмохимических методов модифицирования поверхностей материалов, в том числе таких нетермостойких, как синтетические и природные полимеры.

Представленный в работе [1] микроволновый источник НТАП нового типа обладает как признаками диэлектрического барьерного разряда (по конфигурации и низкой температуре ионизированного газа), так и способностью формирования “чистой” плазменной струи подобно классическому СВЧ-плазмотрону. СВЧ-разряд здесь возбуждается в диэлектрической трубке, проходящей поперек волновода перпендикулярно вектору напряженности электрического поля  $E$  (рис. 1а). В такой конфигурации две широкие стенки волновода можно рассматривать как электродную систему из двух плоских параллельных электродов, расположенных параллельно оси разрядной трубки, стенки которой играют роль диэлек-

трического барьера. Таким образом, мы полагаем оправданным использование при описании подобных устройств термина “микроволновый барьерный разряд”.

Основной недостаток такого источника НТАП состоит в необходимости включения в волноводный тракт дорогостоящего и громоздкого циркулятора для защиты магнетрона от значительных уровней отраженной волны (рис. 1б). Кроме того, как показала практика, допустимый уровень подводимой к разрядной трубке СВЧ-мощности в диапазоне 2.45 ГГц ограничен в данном случае величиной порядка 200–300 Вт. Это вызвано большой напряженностью электрического поля в отсутствие разряда, что приводит к пробоям по воздуху в волноводе вне разрядной трубки.

В настоящей публикации предлагается заменить циркулятор, используемый в конфигурации, представленной на рис. 1б, трехдецибелльным волноводным Н-мостом со связью по узкой стенке волновода. Трехдецибелльный мост (рис. 2а) делит СВЧ-мощность, поступающую от гене-



**Рис. 1.** Внешний вид источника нетермальной плазмы микроволнового барьерного разряда (а) и схема его подключения к СВЧ-генератору (б). G – СВЧ-генератор, А – входное плечо моста, В – выходное плечо моста, С – “развязанное” плечо моста, L – согласованная нагрузка.

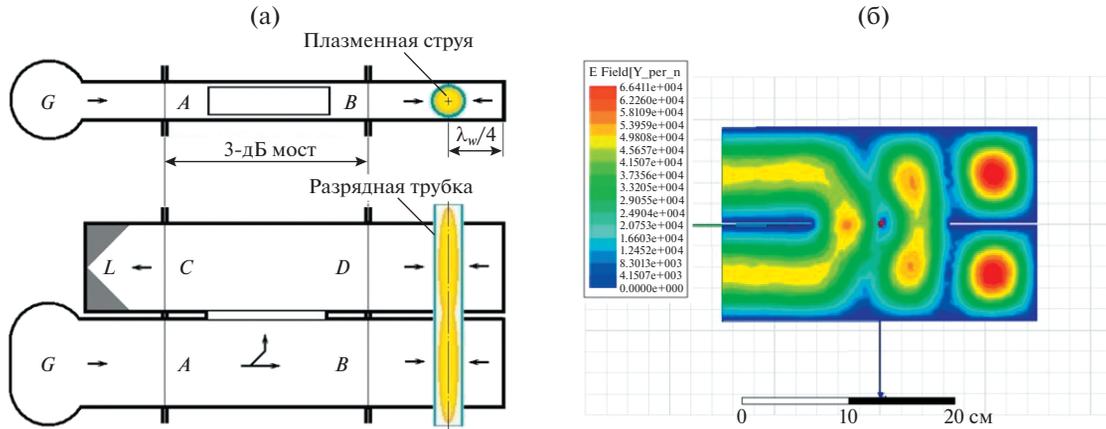


Рис. 2. а – схема источника нетермальной плазмы на основе трехдецибелного волноводного Н-моста ( $G$  – СВЧ-генератор,  $A$  – входное плечо моста,  $B$  и  $D$  – выходные плечи моста,  $C$  – “развязанное” плечо моста,  $L$  – согласованная нагрузка); б – конфигурация напряженности электрического поля в сечении оптимизированной расчетной модели.



Рис. 3. Экспериментальная модель трехдецибелного волноводного Н-моста (а) и огневые испытания источника микроволнового барьерного разряда НТАП (б).

ратора  $G$  во входное плечо моста  $A$ , строго пополам между двумя его выходными плечами  $B$  и  $D$ . Уникальное свойство такого моста состоит в том, что если оба его выходных плеча нагружены любыми произвольными, но одинаковыми нагрузками, то вся отраженная от них мощность пойдет в четвертое, “развязанное” плечо  $C$  моста. Подключив согласованную нагрузку  $L$  к плечу  $C$ , мы избавим СВЧ-генератор  $G$  от неприятностей, даже в случае очень значительных отражений.

Для расчета и оптимизации геометрических параметров волноводного моста были использованы возможности программного комплекса Ansys High Frequency Structure Simulator (HFSS) [2] (рис. 2б). В качестве критерия оптимизации использовалось условие деления мощности, передаваемой в плечи  $B$  и  $D$  на рабочей частоте 2.45 ГГц, строго пополам, а также минимальных отражений от входного плеча  $A$  при полном отражении от коротких замыканий в плечах  $B$  и  $D$ .

Основываясь на полученных геометрических параметрах, мы изготовили экспериментальную

модель волноводного Н-моста для источника микроволнового барьерного разряда НТАП (рис. 3а). Изгибы волноводов в плечах моста, необходимые для осуществления условий сборки устройства, одновременно выполняют функцию плавных согласующих переходов к стандартному сечению волноводов ( $90 \times 45 \text{ мм}^2$ ).

Проведенные испытания (рис. 3б) подтвердили работоспособность недорогого микроволнового источника НТАП на основе трехдецибелного волноводного моста без необходимости использования циркулятора для защиты магнетрона от возможных отражений микроволновой энергии. Особенно важно отметить то, что в новой конструкции высота волновода и соответственно диаметр разрядной трубки могут быть существенно больше, чем в представленной на рис. 1 конфигурации. Так, в изготовленном образце источника микроволнового барьерного разряда НТАП высота волноводов в зоне формирования разряда составляет 20 мм, тогда как в конфигурации на рис. 1 она равна 8 мм. Соответственно площади сечений разрядной трубки

и формируемой плазменной струи могут быть увеличены более чем в четыре раза. Кроме того, подводимая к Н-мосту и вводимая в разряд СВЧ-мощность также могут быть существенно увеличены.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (проект № 20-08-00894).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tikhonov V.N., Ivanov I.A., Tikhonov A.V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1393 (1). P. 012062. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012062>*
2. <http://anlage.umd.edu/HFSSv10UserGuide.pdf>

*Адрес для справок: Россия, 249032, Обнинск Калужской обл., Киевское шоссе, 109-й км, ВНИИ радиологии и агроэкологии; e-mail: [gorbatovsa004@gmail.com](mailto:gorbatovsa004@gmail.com); тел. +7(484)399-69-36 (Горбатов Сергей Андреевич)*

---

---

**ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ  
В ЛАБОРАТОРИЯХ**

---

---

УДК 621.314.1

**МОДУЛЬ ПИТАНИЯ И СВЯЗИ  
АВТОНОМНЫХ ПРИБОРОВ**

© 2022 г. А. И. Дёмко, О. Ю. Семенов

Поступила в редакцию 25.01.2022 г.

После доработки 18.02.2022 г.

Принята к публикации 14.03.2022 г.

DOI: 10.31857/S0032816222040188

Разработан и испытан компактный модуль питания и связи (далее модуль) автономных приборов для длительной работы в условиях внешней среды.

Модуль (вариант для автономного уровнемера для нефтепродуктов в резервуарах [1, 2]) состоит из батарей, солнечных батарей, суперконденсатора и аккумулятора, дополненных электронными схемами. Выходные параметры и сервисные возможности модуля определяются электронными составляющими: радиомодемом, схемой управления, коммутатором и стабилизатором.

Модули опытной партии имеют следующие параметры:

- мощность одного элемента солнечной батареи – 0.6 Вт (6 элементов размером  $55 \times 80$  мм);
- суммарная емкость батарей –  $57 \text{ А} \cdot \text{ч}$  (типоразмер Д, 3 элемента);
- емкость аккумулятора –  $2.5 \text{ А} \cdot \text{ч}$ ;
- емкость суперконденсатора – 180 Ф;
- выходное напряжение – 3.3 В (нестабильность  $\pm 5\%$ );
- ток нагрузки средний – до 1.0 мА;
- мощность в нагрузке – до 0.33 Вт;
- рабочая температура от  $-50$  до  $+60^\circ\text{C}$ ;
- ресурс – 5 лет.

Схема управления на основе микроконтроллера MSP430F5658IPZR задает алгоритм работы модуля, реализующий следующие возможности [3]:

- контроль выходного напряжения, включая напряжения батарей, суперконденсатора и аккумулятора;
- управление работой коммутатора, подсоединяющего к повышающему стабилизатору один из источников;
- контроль степени заряда суперконденсатора и аккумулятора;
- формирование информации о параметрах, режимах работы и о прогнозе оставшегося време-

ни, выдача этой информации на радиомодем и технологический разъем.

В светлое время суток питание осуществляется от солнечной батареи с зарядом аккумулятора и суперконденсатора. При отрицательных температурах эффективность аккумулятора снижается, в этом случае солнечные батареи используются для заряда суперконденсатора и питания электронных схем. Ночью и в пасмурную погоду питание схем осуществляется от суперконденсатора и от аккумулятора. При разряде аккумулятора и суперконденсатора модуль переключается на батарею. Работа каждого из источников учитывается при вычислении оставшегося ресурса работы.

За определенное время до разряда батарей (задается при программировании) на технологический разъем и радиомодем выдается предупредительный сигнал “Авария”. Предусмотрен режим “Склад”, соответствующий выключению стабилизаторов для исключения расхода энергии первичных источников до ввода изделия в эксплуатацию. Через технологический разъем можно считывать параметры и статистику работы модуля (с помощью 4 байт по UART), а также заряжать аккумулятор и суперконденсатор от внешнего источника, что может понадобиться на этапе производства, ремонта или профилактических работ. На рис. 1 приведено диагностическое окно с информацией от технологического разъема. В окне отображаются напряжения, статус источников и признак аварии.

В модуле использованы литиевые батареи с высокой энергетической емкостью и большим временем хранения, однако при длительном хранении литиевых батарей в состоянии покоя на электродах образуется пленка окисла (происходит пассивация), что ограничивает возможности их использования. Микроконтроллер по реакции батареи на подключение тестовой нагрузки определяет факт пассивации и запускает схему депассивации, что обеспечивает высокую работоспо-

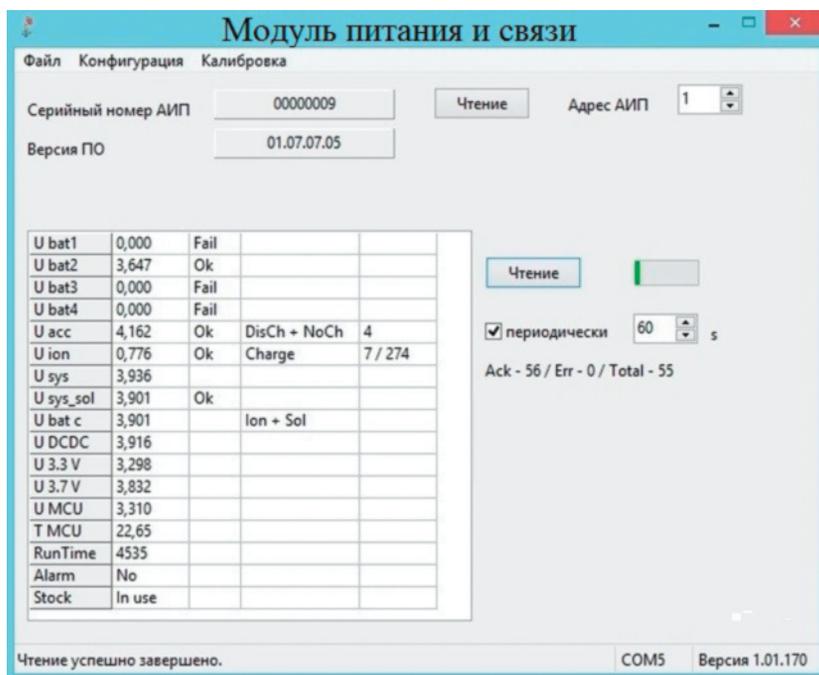


Рис. 1. Скриншот окна модуля питания и связи.

способность литиевых батарей в течение всего времени работы модуля.

Энергетические характеристики модуля зависят от режима нагрузки и эффективности работы схем. Разработанная схема обеспечивает высокую экономичность (собственное потребление не превышает 55 мкА), что обеспечивает расход дополнительных 0.48 А · ч в год. Максимум КПД (79–82%) достигается при напряжении первичных источников 4.2 В и потребляемом токе от 3 до 30 мА, что близко к энергопотреблению энергоэкономичных радиомодемов в режиме передачи (например, MВee-433-3.0-UFL-PLS12).

Электронная часть модуля монтируется в шестигранном корпусе, на внешней поверхности которого закреплены солнечные батареи, защищенные поликарбонатом. Вертикальный четвертьволновой штырь антенны радиомодема может быть интегрирован в корпус модуля или размещен в диэлектрическом пенале на крышке корпуса с противовесами в виде трех четвертьволновых лучей, размещенных в корпусе конструкции.

Прототип корпуса модуля, выполненный по технологии 3D-печати, изображен на рис. 2. Для модуля используется взрывозащита вида “герметизация компаундом (m)”, выходные цепи выполнены искробезопасными за счет ограничения максимального тока на уровне 200 мА. Реализовано три уровня защиты выходных цепей по напряжению и току, что обеспечивает эксплуатацию модуля в зоне класса “0”. Радиомодем, определя-

ющий режим передачи данных по радиоканалу, может быть размещен на основной плате электроники (например, система на кристалле MSP430F5137), другой вариант – использование отдельного радиомодема (например, MВee-433-



Рис. 2. Прототип корпуса модуля питания и связи.

3.0-UFL-PLS12). Схема, конструкция и возможности модуля позволяют адаптировать его для различных автономных приборов, изменяя число и тип батарей, тип аккумулятора, емкость суперконденсатора и мощность солнечных батарей. Образцы модулей опытной партии продемонстрировали стабильную многодневную работу как в лабораторных, так и во внешних условиях (зимой и летом).

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Департамента образования и молодежной политики ХМАО – Югры (государственное задание, приказ № 1281 от 25.08.2017).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дёмко А.И., Петров Б.А., Радомский С.А. Патент № 2615985 РФ на изобретение // Оpubл. 12.04.2017. Бюл. № 11.
2. Дёмко А.И., Петров Б.А., Радомский С.А. Патент № 168024 РФ на полезную модель // Оpubл. 17.01.2017. Бюл. № 2.
3. Дёмко А.И., Дёмко И.А., Семенов О.Ю. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2019665887 // Оpubл. 02.12.2019. Бюл. № 12.

*Адрес для справок: Российская Федерация, 628412, ХМАО – Югра, г. Сургут, просп. Ленина, 1, Сургутский государственный университет. E-mail: dai321@mail.ru.*

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ  
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 533.66.063

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ГАЗОАНАЛИЗАТОР С ИММЕРСИОННОЙ  
ДИОДНОЙ ОПТОПАРОЙ В ЭКСПРЕСС-МОНИТОРИНГЕ  
ПОЖАРООПАСНОГО ПАРООБРАЗОВАНИЯ ВЫБРОСОВ  
СЖИЖЕННОГО ПРИРОДНОГО ГАЗА© 2022 г. А. В. Загнитько, И. Д. Мацуков, В. В. Пименов, С. Е. Сальников,  
Д. Ю. Федин, С. М. Вельмакин, В. И. Алексеев

Поступила в редакцию 15.02.2022 г.

После доработки 25.02.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

DOI: 10.31857/S0032816222050111

При обеспечении безопасности объектов сжиженного природного газа (СПГ) необходимо осуществлять их мониторинг с регистрацией техногенных выбросов в атмосферу с потенциальным образованием взрывопожароопасных облаков топливно-воздушных смесей (ТВС) в процессе регазификации жидких углеводородов [1]. Нами разработан и запатентован низкотемпературный газоанализатор с иммерсионной диодной оптопарой для экспресс-анализа выбросов СПГ в виде струй и разливов на грунт [2]. На рис. 1а приведены его принципиальная схема и фотография. Устройство включает в себя побудитель  $\delta$  расхода анализируемой ТВС через измерительную газовую кювету  $1$ , отражающие поверхности которой образуют оптическую схему для формирования пучка инфракрасного (ИК) излучения, иммерсионный светодиод  $9$  в качестве источника ИК-излучения и иммерсионный фотодиод  $10$  в качестве фотоприемника [2–4]. Последние связаны гибкой механической связью с корпусом  $2$  газовой кюветы юстировочными элементами  $11$  и  $12$ . Также устройство содержит внешний электронный блок  $15$  для питания, управления, стабилизации температуры и передачи оцифрованных сигналов на удаленный сервер для их анализа.

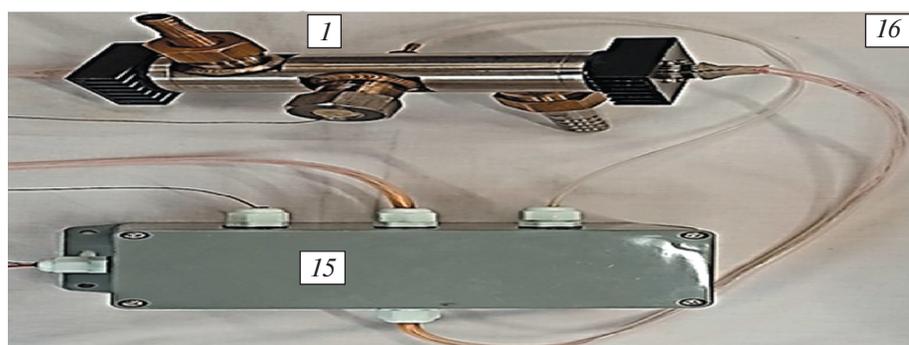
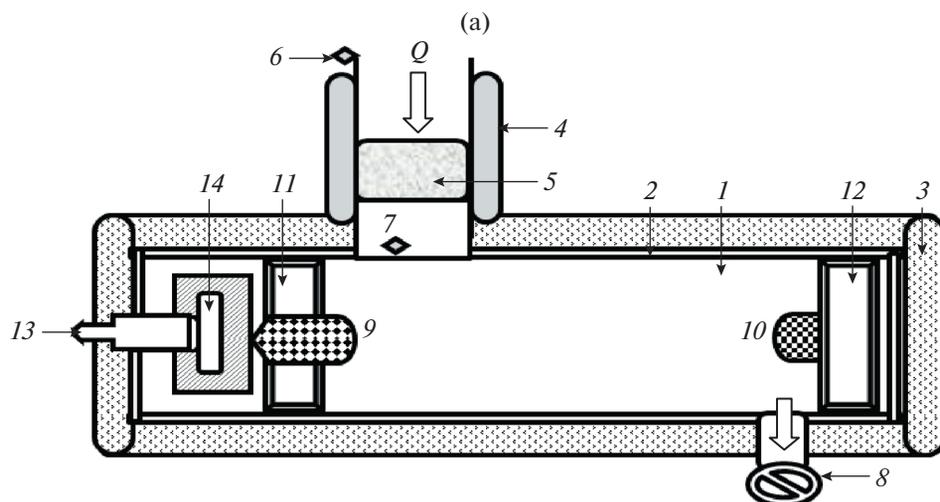
При выбросе СПГ имеет место локальное понижение температуры  $T$  атмосферы. Например, при импульсном струйном распылении СПГ с температурой хранения около 110 К и массой до  $5 \cdot 10^3$  кг внутри ТВС объемом более  $10^5$  м<sup>3</sup> наблюдалось уменьшение  $T$  до 160 К [1, 2]. Для устранения ошибки измерений при столь низкой температуре корпус газовой кюветы  $1$  выполнен с теплоизолирующим покрытием  $3$  и механически состыкован с цилиндрическим каналом электропечи  $4$  для нагревания и ввода потока анализируемого газа в кювету  $1$ . Внутри цилиндрического канала электропечи последовательно установлен

ны аэрозольный медный фильтр  $5$  с эффективностью улавливания частиц более 99.9% и термопара  $7$  для контроля внутренней температуры ТВС. Снаружи расположена термопара  $6$  для анализа температуры атмосферы.

Электронный блок  $15$  содержит плату управления термопарами хромель-алюмель  $6$  и  $7$ , побудителем расхода  $\delta$  и цилиндрической электропечью  $4$ . Теплоизоляция  $3$  выполнена из синтетического вспененного каучука. Светодиод  $9$  и фотодиод  $10$  с узкой диаграммой направленности устанавливаются в кювету  $1$  с помощью элементов юстировки  $11$  и  $12$  с настройкой диодной оптопары на максимальную величину выходного сигнала. В результате устраняется несоосность ее оптической схемы.

Оба полупроводниковых прибора ( $9$  и  $10$ ) работают на длине волны  $\lambda \approx 3.2$ – $3.6$  мкм и оснащены системой термостабилизации  $14$  на основе элементов Пельтье, обеспечивающей стабилизацию температуры на уровне, установленном при их настройке  $T \approx 285$ – $300$  К. Микропроцессор (на рис. 1 не показан) инициирует излучение светодиода  $9$  путем его включения. Аналого-цифровой преобразователь микропроцессора через несколько микросекунд, необходимых для стабилизации излучения, считывает уровень сигнала фотодиода  $16$  раз для получения усредненной величины светового значения сигнала фотодиода. Далее микропроцессор выключает светодиод, и вся процедура повторяется для получения фонового значения сигнала фотодиода. Значения светового и фонового сигналов фотодиода  $10$  передаются по интерфейсу RS-485 в удаленный компьютер.

Исследование параметров газоанализатора со светодиодом LED34TO8TEC и фотодиодом марки PD34TO8TEC с  $\lambda = 3.4$  мкм [3, 4] проводилось



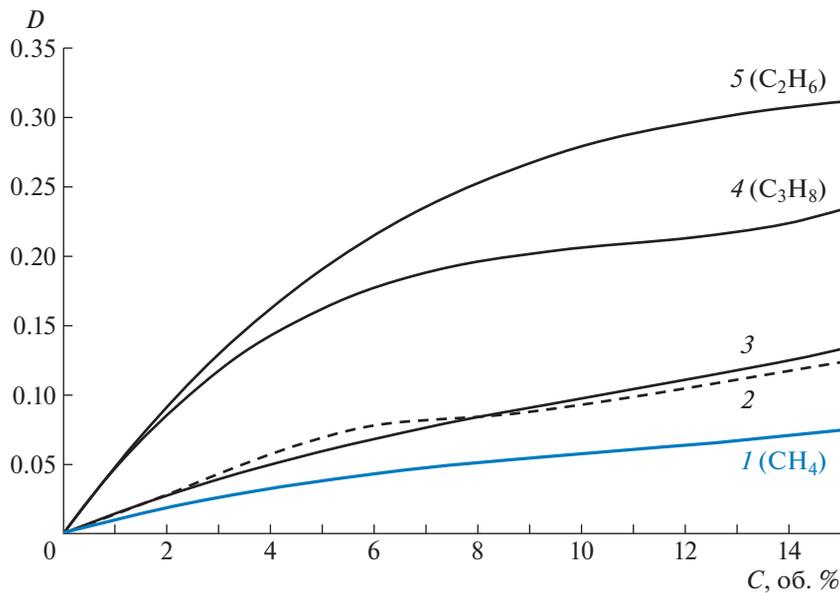
(б)



**Рис. 1. а** – принципиальная схема и фотография низкотемпературного ИК-газоанализатора (1 – газовая кювета с корпусом 2 и внешним теплоизолирующим покрытием 3; 4 – цилиндрическая электропечь с аэрозольным медным фильтром 5 внутри; 6 и 7 – термопары для измерения температуры ТВС снаружи и внутри ИК-газоанализатора соответственно; 8 – побудитель расхода газа; 9 и 10 – иммерсионные светодиоды и фотодиод соответственно; 11 и 12 – их юстировочные элементы; 13 – разъем соединения внешнего электронного блока 15 для подключения цепей управления, питания и передачи данных; 14 – система термостабилизации светодиода и фотодиода; 16 – фотография внешнего удаленного электронного блока 15 с газовой кюветой 1 без теплоизолирующего покрытия); **б** – авторские фотографии выброса из форсунок затопленных струй СПГ (слева) с развитием холодного облака ТВС диаметром около 100 м и объемом  $10^5 \text{ м}^3$ , стелющегося над поверхностью Земли, с визуализацией вследствие охлаждения и конденсации паров воды с образованием водного аэрозоля (справа).

на газовом стенде путем создания заданной объемной концентрации алканов и СПГ с фильтрованным воздухом с их однородным перемешива-

нием в винтофрированных трубах [1]. Их объемная концентрация  $C_{\text{определялась}}$  из соотношения расходов углеводородов и воздуха с периодиче-



**Рис. 2.** Экспериментальные зависимости оптической плотности  $D$  метана (1), СПГ (3), пропана (4) и этана (5) от их концентрации  $C$  в воздухе; штриховая кривая 2 – расчет  $D$ , согласно аддитивному закону, для следующего состава СПГ: 93 об.% – метан, 4.8 об.% – этан, 1.5 об.% – пропан, 0.5 об.% – бутан и 0.2 об.% – другие примеси [1].

ским хроматографическим анализом проб. Использовались метан, этан и пропан с  $C > 99.95$  об.%, а также промышленный СПГ с концентрацией широкой фракции легких углеводородов (этан, пропан, бутан и др.) от 2 до 7 об.%. Показано, что оптимальный расход анализируемого газа  $Q \approx (3-9) \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$  при  $T > 150 \text{ К}$ .

Анализ быстродействия  $\tau_0$  электронного блока 15 осуществлялся путем измерения напряжения на выходе усилителя сигнала фотодиода 10 в зависимости от времени  $t$  при периодическом включении на 130 мкс и выключении светодиода 9 с периодичностью 0.02 с, обеспечиваемой таймером микропроцессора.

Быстродействие газоанализатора определялось в процессе импульсного уменьшения концентрации метана на 90% в газовой кювете 1. Изменение величины  $C$  осуществлялось путем более чем стократного разбавления метана фильтрованным воздухом с расходом  $Q = 9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$  с быстрым вытеснением метана из газоанализатора. Одновременно регистрировалось изменение напряжения на выходе усилителя сигнала фотодиода 10 в зависимости от времени.

Установлено, что для электронного блока  $\tau_0 \leq 25 \text{ мкс}$ , а быстродействие газоанализатора составляет  $\tau \leq 0.025-0.03 \text{ с}$ .

Согласно закону Бугера–Ламберта–Бера, ослабление интенсивности излучения, прошедшего через многокомпонентную ТВС, составляет  $I = I_0 \exp(-L \sum_i \Delta_i C_i)$ , где  $I_0$  и  $I$  – соответственно

интенсивности излучения до и после ТВС;  $\Delta_i$  – спектральный коэффициент поглощения излучения  $i$  компонентой ТВС;  $C_i$  – ее концентрация. Их оптическая плотность может быть рассчитана как  $D = \lg(I_0/I) = \sum D_i$ , где  $D_i = \lg(I_0/I_i)$  – оптическая плотность компоненты  $i$  ТВС с ослаблением излучения  $I_i$  [5].

Измеренные значения  $D$  для смеси воздуха с метаном, регазифицированным СПГ, пропаном и этаном (сплошные кривые 1, 3, 4 и 5 соответственно) в зависимости от их объемной концентрации  $C$  приведены на рис. 2. Оптические плотности  $D$  для бутана, этана и пропана практически совпадают при  $C < 1$  об.%. Штриховая кривая 2 соответствует расчетному значению  $D$  как суммы измеренных значений оптических плотностей  $D_i$  алканов, входящих в состав СПГ, с известной концентрацией. Отметим, что кривые 2 и 3 удивительно совпадают.

Разработанные ИК-газоанализаторы позволили с быстродействием  $\tau \leq 0.03 \text{ с}$  анализировать взрывопожароопасные парообразования крупномасштабных выбросов СПГ (см. рис. 1б) массой до  $5 \cdot 10^3 \text{ кг}$  при температуре от 300 до 160 К с полным или более чем 50%-ным испарением массы капель с диаметром  $d < 0.001 \text{ м}$  за время менее 1 с. Выбросы осуществлялись распылением СПГ в виде струй с их дроблением при числах Рейнольдса  $Re = Ud\rho/\eta < 10^5$  и Вебера  $We = \rho(U - U_0)^2 d/\sigma < 10^4$  с парообразованием кипящих капель [1]. Здесь  $\rho$ ,  $\eta$  и  $U_0$  – плотность, динамическая вязкость и скорость воздуха соответственно;  $\sigma$  – коэффициент

поверхностного натяжения СПГ при 110 К,  $d \leq 0.05$  м – диаметр капель СПГ;  $U \leq 60$  м/с – их скорость. Конвективный теплообмен между каплями и атмосферой определяется состоянием воздушной среды, температурой и скоростью ветра, а также размером облака ТВС. В результате, созданный газоанализатор позволяет детектировать парообразование СПГ с возникновением взрывопожароопасных объемных концентраций ТВС в диапазоне от 5 до 15 об.% с быстродействием  $\tau \leq 0.03$  с. Отметим, что многочисленные аналоги [1–5] позволяют детектировать кинетику испарения капель СПГ только с  $\tau > 0.3–0.5$  с.

Таким образом, разработан и запатентован ИК-газоанализатор на основе иммерсионной диодной оптопары с быстродействием  $\tau \leq 0.03$  с для экспресс-анализа взрывопожароопасных парообразований выбросов СПГ в атмосферу при  $T > 150$  К с передачей оцифрованных данных на удаленный до 1200 м сервер. Его характеристики превосходят параметры отечественных и зарубежных газоанализаторов, предназначенных для мониторинга выбросов СПГ. Созданный ИК-газоанализатор может использоваться для контроля концентрации алканов и СПГ при их быстром истечении в атмосферу, а также в технологиях создания импульсных газокапельных потоков алканов в крупномасштабных метановоздушных смесях СПГ для исследования взрывопожароопасных свойств ТВС.

Сеть таких газоанализаторов может быть интегрирована в системы промышленной безопасности объектов топливно-энергетического комплекса и анализа эволюции аварийных выбросов СПГ.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена по теме “Разработка физико-технических основ методов измерения параметров аэрозольных и парогазовых облаков, возникающих при крупномасштабных авариях на объектах ТЭК, и создание экспериментальных образцов систем диагностики аэрозольных облаков”, приказ № 2748 от 28.10.2021.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Загнитько А.В., Зарецкий Н.П., Мацуков И.Д., Алексеев В.И., Вельмакин С.М., Федин Д.Ю., Пименов В.В., Сальников С.Е. // Газовая промышленность. 2021. № 5. С. 82.
2. Загнитько А.В., Федин Д.Ю. Патент РФ на полезную модель № 201917 // Оpubл. 21.01.2021. Бюл. 3.
3. ООО “ИоффеЛед”. [www.ioffeled.com](http://www.ioffeled.com).
4. Александров С.Е., Гаврилов Г.А., Капралов А.А. и др. // Журнал технической физики. 2009. Т. 79. Вып. 6. С. 112.
5. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.

Адрес для справок: Россия, 123182, Москва, площадь Курчатова, 1, НИЦ “Курчатовский институт”, E-mail: [zagnitko\\_av@nrcki.ru](mailto:zagnitko_av@nrcki.ru)

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ  
В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816222040280

## ОБЗОРЫ

**Иваницкий А.С., Кордо А.А., Бойко Л.И.** Дистанционное измерение импеданса с длинной соединительной линией (*обзор*). – 22 с., 4 рис.

С единых позиций проанализированы существующие решения задачи таких дистанционных измерений электрического импеданса, при которых соединение измеряемого объекта со средством измерений является длинной линией. Это, в частности, имеет место при экспериментальном изучении влияния на высокочастотные свойства диэлектрических и магнитных материалов и характеристики электрорадиоэлементов испытательных факторов, исключающих размещение указанного объекта вблизи средства измерений и оператора. Основным критерием была свобода выбора соотношения “измерительная частота–длина линии” с сохранением точности измерений. Анализ подвергнуты имеющиеся изобретения, сгруппированные по сходству способов учета параметров линий, два вида современных импедансметров и две модификации одного из них. Показано, что известные изобретения и импедансметры имеют, в целом, ограниченные возможности и что только упомянутые модификации могут служить основой средств измерений, способных достаточно кардинально решить названную задачу

**Кривошеев А.И., Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е.** Современные методы определения частотного сдвига рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в волоконно-оптической метрологии и сенсорике (*обзор*). – 39 с., 23 рис.

Дан обзор современных программных и аппаратных методов детектирования частотного сдвига спектра вынужденного и спонтанного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна для нужд отрасли распределенных волоконно-оптических датчиков и волоконно-оптической метрологии. Представлены актуальные подходы зондирования оптических волокон и детектирования сигнала. Описаны методы цифровой фильтрации, обеспечивающие увеличение отношения сигнал/шум спектра. Проведен обзор методов аппроксимации спектра лоренцевой функцией (Lorentzian curve fitting), корреляционных методов, методов искусственного интеллекта и машинного обучения.

**Усенко Е.А.** Современные специализированные интегральные схемы для плоских резистивных счетчиков (*обзор*). – 17 с., 9 рис.

Рассмотрены специализированные интегральные схемы усилителей-дискриминаторов DIE8 (ATLAS, CERN), NINO (ALICE, CERN) и PADI (CBM, GSI), разработанных специально для применений с новым типом многоканальных детекторов плоскими резистивными камерами (RPC – Resistive Plate Chamber). Показаны основные тенденции развития, сформиро-

ванные в период создания новых больших экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC). Сравниваются их основные характеристики, мотивировка постановки задачи на проектирование, проблемы и особенности применения.

## ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

**Gozde Tektas, Cuneyt Celiktas.** Разработка виртуального многоканального анализатора для использования в радиационной спектрометрии. – 9 р., 11 fig.

В настоящем исследовании был разработан виртуальный многоканальный анализатор (МСА), который можно использовать в составе спектрометра при детектировании излучений. Разработка заключалась в написании кода с помощью программных функций. Проведено сравнение виртуального с реальным МСА, что позволило проверить его функционирование. Спектры для разных расстояний от источника до детектора регистрировались реальным и виртуальным МСА. Проведено сравнение полученных обоими МСА параметров: общего числа сосчитанных сигналов, числа сигналов в фотопике, живого времени, доли мертвого времени и энергетического разрешения. Кроме того, полученные результаты и формы спектра, отображаемые в виртуальной МСА, сравнивались с реальными.

**Антонов Н.Н., Викторов В.А., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Прудкогляд А.Ф., Романовский В.А., Семак А.А., Солодовников И.П., Терехов В.И., Уханов М.Н.** Установка СПИН на У-70. Описание аппаратуры. – 24 с., 12 рис.

Эксперимент СПИН изучает инклюзивное рождение заряженных частиц с большими поперечными импульсами в жестких протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. Исследования выполняются с помощью одноплечевого узкоапертурного спектрометра. Уникальность эксперимента состоит в использовании высокоинтенсивных протонного (порядка  $10^{12}$ – $10^{13}$  протонов/с) и ионного (порядка  $5 \cdot 10^9$  ионов/с) пучков, введенных из ускорителя У-70, что позволяет измерять инклюзивные сечения, изменяющиеся на семь порядков. Установка СПИН обеспечивает регистрацию частиц как с импульсами, удовлетворяющими кинематике нуклон-нуклонных взаимодействий, так и с импульсами за ее пределами. В настоящей статье дано описание аппаратуры спектрометра и особенностей проведения измерений.

**Балакин В.В., Беркаев Д.Е., Еманов Ф.А.** Исследование коллективных эффектов пучка накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5. – 9 с., 12 рис.

Представлены результаты исследования коллективных эффектов пучка накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5. Созданные пучком заряженных частиц *wake*-поля искажают потенциальную яму ускоряющей высокочастотной системы, что приводит к удлинению пучка и искажению формы его продольного распределения. Приведены результаты измерений продольного профиля пучка диссектором и стрик-камерой и теоретически обоснован процесс искажения потенциальной ямы высокочастотной системы. Построена модель импеданса связи в виде эквивалентной *RLC*-цепи и оценены ее параметры путем сравнения данных моделирования с экспериментальными. Данная модель импеданса связи была использована для прогнозирования поведения пучка накопителя-охладителя при модификации вакуумной системы ускорителя.

**Варлачев В.А., Емец Е.Г., Му Ю., Бондаренко Е.А., Говорухин В.А. Контроль характеристик нейтронных полей реактора с помощью монокристаллического кремния.** — 8 с.

Для измерения плотности потока и флюенса тепловых нейтронов разработан метод, в котором предложено в качестве детектора тепловых нейтронов использовать монокристаллический кремний. Преимущество данного метода состоит в том, что он не требует специальной измерительной аппаратуры. Для измерения абсолютных значений флюенса тепловых нейтронов предлагается облучать кремний в кадмиевом экране и без него, как это делается в активационном методе. Результаты проделанной работы показали, что точность измерения потока тепловых нейтронов не уступает традиционным активационным методам, но, в отличие от них, информация на детекторе может сохраняться бесконечно долго, так как при облучении изменяются электрофизические параметры кремния, которые не зависят от наведенной активности и периода полураспада материала.

**Руднев П.И., Чешигин И.В. Измерение плотности потока моноэнергетических нейтронов спектрометром-дозиметром SDMF-1608SN в радиационных полях РТВ ионной ускорительной установки (PIAF), Германия.** — 12 с., 5 рис.

Приведены результаты измерений плотности потока медленных нейтронов и энергетических распределений плотности потока быстрых нейтронов с помощью цифрового спектрометра-дозиметра SDMF-1608SN в полях ионной ускорительной установки PIAF (PTB – Physikalisch-Technische Bundesanstalt Nationales Metrologieinstitut, Германия). Полученные результаты демонстрируют высокую точность измерения энергии и плотности потока нейтронов в широком энергетическом диапазоне (от 24 кэВ до 20 МэВ).

#### ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

**Головизин А.А., Сошенко В.В., Трегубов Д.О., Яшев М.О., Агапов Е.М., Мишин Д.А., Проворченко Д.И., Колачевский Н.Н. Блок управления оптическими часами на атомах тулия.** — 13 с., 3 рис.

Приведены описание и характеристики разработанного электронного блока управления установкой лазерного охлаждения и оптических часов на атомах тулия. Блок выполнен в формфакторе оборудования

для 19" телекоммуникационной стойки и включает в себя модуль управления на основе одноплатного компьютера, модули цифровых и аналоговых выходов, генераторов радиочастоты, токовых выходов, входов подключения термисторов, а также модуль контроля обратной связи. Программа управления электронным блоком запущена на встроенном одноплатном компьютере и доступна для подключения в локальной сети с веб-интерфейсом. Разработанные модули и электронный блок могут использоваться в экспериментах по лазерному охлаждению нейтральных атомов и ионов, а также в квантовой метрологии и вычислениях.

#### ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

**Коротков С.В., Аристов Ю.В. Блок динисторов с ударной ионизацией с высоковольтным обострителем импульсов в цепи управления.** — 7 с., 4 рис.

Приведены результаты исследований высоковольтного блока динисторов с ударной ионизацией в режиме коммутации импульсов тока с амплитудой несколько килоампер и скоростью нарастания до 100 кА/мкс. Описана цепь управления этого блока с обострителем фронта импульсов запускающего напряжения, обеспечивающая существенное уменьшение потерь энергии в динисторах.

**Коротков С.В., Аристов Ю.В., Коротков Д.А. Коммутаторы мощных наносекундных импульсов тока на основе высоковольтных блоков динисторов с ударной ионизацией.** — 7 с., 6 рис.

Описаны моноблочный и модульный коммутаторы мощных импульсов тока с рабочим напряжением 12 кВ, выполненные на основе последовательно соединенных динисторов с ударной ионизацией. Исследованы процессы переключения этих коммутаторов. Определена зависимость коммутационных потерь энергии от мощности импульса управления. Показана возможность коммутации наносекундных импульсов тока с амплитудой несколько килоампер на частоте несколько сотен герц.

**Юркин А.А. Схема возбуждения однородного барьерного разряда с повышенным удельным энерговыделением.** — 7 с., 4 рис.

Представлена схема питания, способная возбуждать мощный однородный барьерный разряд в газах различного состава и давления. Схема содержит генератор высоковольтных импульсов напряжением ~10 кВ с крутым фронтом, работающий на согласованную нагрузку на частотах до ~10 кГц. Для согласования генератора с барьерным разрядом применены дополнительные элементы, позволившие зажигать однородный разряд на частотах до ~7 кГц.

**Song Li, Peng Fan, Jingming Gao, Hanwu Yang, Dongqun Chen, Baoliang Qian. A Compact Repetitive High-Power Pulse Generator based on Air-Cored Pulse Transformer.** — 5 p., 8 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

A compact repetitive high-power pulse generator, which could be used for high voltage applications including high power microwave and low temperature plasma, is described. Stray resistances which influence the performance of the generator were discussed and numerically optimized. Then, the high-power pulse generator was built in our laboratory. Experimental results show that pulses with peak power of 30 MW, peak voltage of 87.6 kV, and rise time of 60  $\mu$ s, approximately, were obtained on a capacitive load of 200 nF.

The repetitive rate was 10 Hz and the generator has successfully worked for over 10000 shots for high voltage applications.

#### ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

**Bhuvaneshwari C., Abitha Memala W. Comparative Analysis of Resonant Converters for X-ray Generator Tube.** — 8 p., 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

High voltages are the need of the hour as they have wide applications in testing, transmission, and Distribution. The industries are more using the high voltages for various Purposes. This work proposes a Resonant Converter for generation of high voltages for X-ray Generator tube. X-rays generator when used in industries for non-destructive testing gets heated up due to continuous usage. To reduce the heat, the losses developed in the X-ray generator tube are reviewed and the ways of reducing the losses are proposed. The various topologies of resonant converters are compared and LCC Resonant Converter has been selected based on the capability of High Voltage and High Efficiency generation. Various losses such as switching losses and conduction losses have been calculated for LLC, CLL, and LCC Resonant Converters. Based on the calculation of losses, LCC Converter has been simulated in open loop and closed loop with PID Controller and Fuzzy Logic Controller in MATLAB Simulink. The output voltages, efficiency, and time domain specifications have been studied and also compared with simulation of Fuzzy Logic Controller. The Fuzzy Logic controller serves as the best controller from the time domain specifications.

**Boughariou Aicha, Blaise G. Scanning electron microscopy study of charging phenomena on insulating materials.** — 7 p., 5 fig.

Charging phenomena of insulating materials were studied thanks to a scanning electron microscope SEM LEO 440 which allows the injection of electrons doses in a large domain of energies and the measurements of the secondary electron emission and the induced current created in the sample holder by the charges generated in the sample. The results show that the secondary electron emission yield is a very sensitive parameter to characterise the charging state of an insulator.

**Аракчеев П.В., Безделов В.Л., Бурый Е.В., Данилов А.И., Сапожников С.М., Семеренко Д.А., Ударов И.Ю., Шлеменков А.Л. Измеритель параметров полей излучения импульсных полупроводниковых лазеров в широком диапазоне температур.** — 9 с., 6 рис.

Сформулированы основные проблемы измерения пространственного распределения интенсивности излучения мощных импульсных полупроводниковых лазеров и представлены технические решения для проведения таких измерений в широком диапазоне температур. Продемонстрированы особенности визуализации полученных результатов, сделан вывод о том, что анализ параметров зарегистрированных распределений позволяет определять влияние температуры на развитие генерационных процессов в полупроводниковых лазерах и принимать решения о возможных областях применения исследуемых излучателей в оптико-электронных приборах.

**Костюкова Н.Ю., Ерушин Е.Ю., Бойко А.А., Колкер Д.Б. Узкополосный параметрический генератор света на основе периодически-поляризо-**

**ванной структуры ниобата лития с объемной брэгговской решеткой.** — 10 с., 8 рис.

Разработан узкополосный источник излучения на основе параметрического генератора света в вырожденном режиме с кристаллом MgO:PPLN и объемной брэгговской решеткой с длиной волны 2128 нм. Сигнальная волна разработанного генератора перестраивается в спектральном диапазоне 2041–2106 нм, а холостая волна — в диапазоне 2152–2224 нм с шириной линии порядка 0.5–0.89 нм. В качестве выходного зеркала использованы пять зеркал с разными коэффициентами отражения ( $R = 55, 60, 66.5, 79.5, 88.6\%$ ) для генерируемого излучения. Максимальный уровень мощности около 1 Вт (200 мкДж) достигнут на длине волны 2128 нм при использовании зеркала с коэффициентом отражения 55%. Измеренные показатели качества пучка генерируемого излучения составили 3.6 по вертикали и 4.2 по горизонтали.

**Мещеряков А.И., Гришина И.А., Вафин И.Ю. Квадрупольная антенна и диагностический комплекс для ионного циклотронного нагрева плазмы и генерации токов увлечения в стеллараторе Л-2М.** — 14 с., 8 рис.

На стеллараторе Л-2М сконструирована и изготовлена квадрупольная антенна для экспериментов по ионному циклотронному нагреву плазмы и генерации токов увлечения. С использованием измерителя мощности падающей и отраженной волн проведены первые измерения сопротивления излучения антенны в режиме омического нагрева. Получена зависимость сопротивления излучения антенны от средней плотности плазмы. Показано, что доля поглощенной мощности, приходящаяся на коаксиальные моды, составляет 25%. Созданная квадрупольная антенна может быть также использована для генерации токов увлечения. Предлагаемый метод основан на конверсии быстрых магнитозвуковых волн в медленные магнитозвуковые волны с их последующим поглощением электронами плазмы, сопровождаемым генерацией токов увлечения.

**Пономарев Р.С., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Шевцов Д.И., Карнаушкин П.В. Автоматизированный инструмент рефлектометрического исследования пирозлектрического эффекта в протонообменных канальных волноводах на основе ниобата лития.** — 16 с., 7 рис.

Разработана система исследования пирозлектрического эффекта в интегрально-оптических модуляторах (ИОМ) на основе протонообменных канальных волноводов на подложке из ниобата лития с возможностью контроля стыковки чипа ИОМ и оптического волокна. В систему интегрирован лабораторный сертифицированный оптический рефлектометр частотной области, который обеспечил достаточную точность определения пространственной координаты исследуемого образца и высокую чувствительность при регистрации обратного рассеяния и отражения. Применение аттестованного метрологического оборудования позволяет паспортизовать температурный дрейф показателя преломления в волноводах ИОМ и качественно наблюдать вариацию фазового состояния излучения в каждой точке волновода. Применение автоматизированной системы обработки сигнала, обеспечивающей возможность наблюдателя пользователем всех искомых параметров исследуемого образца при вариации пространственной координаты по длине

ИОМ, позволило снизить количество рутинных исследовательских процедур при анализе данных и сосредоточиться на их содержании. Проанализированы преимущества и недостатки использования коммерческой OFDR-системы (Optical Frequency Domain Reflectometry) вместо самостоятельно изготовленного макета на основе перестраиваемого лазера. Созданный и примененный фильтр на основе алгоритма динамического нелинейного усреднения в пространстве позволил увеличить отношение сигнал/шум данных на 6–10 дБ.

**Потанин Е.П. Устройство для разделения стабильных изотопов в плазме методом ионно-циклотронного резонанса.** — 14 с., 7 рис.

Описано устройство для разделения стабильных изотопов на основе ионно-циклотронного резонанса. Основное продольное магнитное поле создается с помощью сверхпроводящей магнитной системы. Источник плазмы, зона селективного нагрева и отборники ионов располагаются в вакуумной камере, размещенной в “теплом” отверстии криостата. Ионизация атомов испаренного вещества в источнике осуществляется с помощью нагрева электронов в поле сверхвысокочастотного излучения. Транспортировка микроволнового излучения в зону ионизации разряда электронно-циклотронного резонанса осуществляется с помощью волновода и зеркала. Селективный нагрев ионов целевого изотопа происходит с помощью высокочастотной антенны. Для нагрева и испарения рабочего вещества (гадолиния или других материалов) впервые предлагается использовать электронный пучок, распространяющийся со стороны, противоположной зоне источника. Испарение осуществляется в тигле из тугоплавкого материала, нагреваемом мощным потоком электронов. Оригинальность конструкции заключается в расположении коллектора нагретых частиц в зоне ослабленного магнитного поля установки. Выполнены оценки характеристик коллектора нагретых ионов, размещенного в зоне уменьшенного поля. Проведено сравнение результатов анализа с экспериментальными данными по разделению изотопов лития.

**Тарасиков В.П. Установка для количественного определения газообразных продуктов деления в облученных нейтронами материалах.** — 6 с., 4 рис.

Описана установка для определения количества газообразных продуктов деления, образовавшихся в процессе облучения в делящихся материалах. Для определения количества газообразных продуктов деления, вышедших под оболочку, используется метод прокола герметичной ампулы, а накопившихся в закрытых порах — метод дробления (керамик). Кроме того, установка позволяет определять диффузионную подвижность продуктов деления при нагревах и полное их количество в материале путем плавления пробы. Чувствительность определения, например, гелия составляет 0.3 мм<sup>3</sup> при нормальных условиях, погрешность — ±5% от измеряемой величины.

**Харламов В.А., Полякова И.В., Горбатов С.А., Меджидов И.М., Петрухина Д.И., Басырова Д.В., Глущенко Н.В., Иванов И.А., Тихонов В.Н., Тихонов А.В. Измерение окислительных свойств нетермальной аргоновой СВЧ-плазмы с помощью ферросульфатного дозиметра.** — 6 с., 4 рис.

Рассматриваются окислительные эффекты нетермальной плазмы атмосферного давления. Цель исследования — изучить применимость ферросульфатного

дозиметра (дозиметр Фрикке) для измерения окислительных свойств нетермальной плазмы. Показано, что под воздействием нетермальной плазмы в пробе ферросульфатного дозиметра образуются окислители, определяемые по переходу железа из двухвалентного в трехвалентное (пик поглощения при длине волны 304 нм). Сделан вывод, что ферросульфатный дозиметр может применяться для количественной оценки окислительного потенциала нетермальной плазмы.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

**Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Мещеряков А.А. Исследование характеристик рассеяния радиооптических уголкового отражателя направленного действия в составе навигационных линейных створов.** — 11 с., 7 рис.

Описаны принцип действия и практическая конструкция радиооптического трехгранного уголкового отражателя направленного действия. Получена оценка радиолокационной заметности радиооптических трехгранных уголкового отражателей в составе линейных створов в рамках использования четырехлучевой модели распространения и отражения радиоволн над водной поверхностью. Приведены результаты натурных испытаний оптической видимости и радиолокационной заметности радиооптических трехгранных уголкового отражателей в составе линейных створов на реке Томь.

**Васильев М.В., Зимовский В.Ф., Мельников А.Е., Суркис И.Ф., Рахимов И.А., Олифирова В.Г., Дьяков А.А., Васченков А.Б., Яковлев Н.И. Наблюдения космических аппаратов методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами на комплексе “Квazar-КВО”.** — 15 с., 12 рис.

Традиционно для определения параметров орбиты космических аппаратов (КА) используются классические позиционные оптические измерения. Точность этих измерений ограничена многими факторами, поэтому для более точного эфемеридного сопровождения используются также радиотехнические доплеровские и дальномерные радиосигналы КА. В случае же, когда радиосигнал КА предназначен только для передачи информации и не содержит дальномерного кода, существует возможность наблюдений КА методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). В статье описаны несколько программ наблюдений КА средствами РСДБ-комплекса “Квazar-КВО”, приведены результаты спектрального анализа принятого сигнала, а также оценена точность РСДБ-измерений на примере нескольких спутников, излучающих различные типы сигналов. На основе полученных результатов сделаны выводы о перспективности использования информационного радиоканала КА для проведения траекторных измерений. Приведены планы по проведению длинного ряда наблюдений для оперативного уточнения параметров орбиты КА.

**Гулько В.Л., Мещеряков А.А. Поляризационно-модуляционный метод формирования радиолокационного изображения земной поверхности.** — 10 с., 3 рис.

Для формирования радиолокационного изображения земной поверхности реализуется поляризационно-модуляционный метод, основанный на использовании зондирующих сигналов с линейной вращающейся плоскостью поляризации. Описан макет эксперименталь-

ной установки, реализующий этот метод. Приведены результаты экспериментальных исследований радиолокационных изображений земной поверхности, полученных с борта летательного аппарата АН-26 бортовой радиолокационной станции (РЛС) “Гроза-26”. Радиолокационные изображения получены в штатном режиме работы РЛС, с фиксированной вертикальной поляризацией излучения, и в режиме излучения, когда плоскость поляризации линейная и вращается с заданной частотой. Отмечается повышенный радиолокационный контраст протяженных объектов типа автомобильных и железных дорог на радиолокационном изображении земной поверхности при использовании поляризационно-модулированных зондирующих сигналов. Установлена связь характеристик принятых поляризационно-модулированных сигналов с поляризационными параметрами радиолокационных объектов, позволяющая обосновать полученные экспериментальные результаты.

**Завьялов П.С., Кравченко М.С., Савинов К.И., Савченко М.В., Белобородов А.В., Куклин В.А., Михалкин В.М., Чураков Д.В. Высокоточные измерения термодформаций рефлекторов космических аппаратов.** — 17 с., 12 рис.

Представлены результаты измерений термодформаций поверхностей, полученные при испытаниях рефлекторов при воздействии на них факторов космического пространства. Объекты имеют параболическую и гиперболическую формы, их диаметр от 600 до 1200 мм, термодформации измеряются на разных этапах термоциклирования. Оценка погрешности выполненных на базе термовакуумной камеры измерений составила менее 1 мкм.

**Калаев М.П., Родина А.В., Телегин А.М. Исследование изменения характеристик солнечных батарей при воздействии факторов космического пространства.** — 8 с., 10 рис.

Описана конструкция стенда для исследования воздействия высокоскоростных микрочастиц на энергетические характеристики солнечных батарей путем анализа их вольт-амперной характеристики. Приведены результаты экспериментальных исследований деградации солнечных батарей, проведенных на ускорителе микрочастиц.

**Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.Н., Стожков Ю.И., Соков С.В. Портативная установка для детектирования заряженной компоненты космических лучей.** — 6 с., 3 рис.

Представлены описание и технические характеристики портативной научной установки Galactic Cosmic Rays (GCR) для детектирования заряженной компоненты космических лучей, разработанной в 2022 г. на Долгопрудненской научной станции ФИАН. В качестве детектирующих элементов использованы газоразрядные счетчики СТС-6, расположенные в два слоя по пять счетчиков. Слои верхних и нижних счетчиков разделены алюминиевым фильтром толщиной 7 мм. Данная установка предназначена для участия в международном эксперименте TIGER (Technological Innovation Into Iodine and GV Environmental Research), направленном на изучение влияния оксидов йода на озоновый слой.

**Qunfeng Zeng, Hao Jiang, Qi Liu, Gaokai Li. A method for measuring interlayer vacuum degree of the LNG (Liquified Natural Gas) vacuum multi-layer insulation**

**pipe by temperatures.** — 9 p., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

It is difficult to obtain the interlayer vacuum degree of the LNG (Liquified Natural Gas) vacuum multi-layer insulation pipe at any position, especially for pipes that are in service. Thus, this paper proposes a method for measuring interlayer vacuum degree of the vacuum multi-layer insulation pipe by temperatures. A vacuum multi-layer insulation pipe model was built to find the temperature parameters, and a field investigation and experiments with a test bench were carried out to verify the simulation results. The experimental results show that the simulation results have a good reference value for actual measurement. This method for measuring the interlayer vacuum degree will play an important role in the popularization of vacuum multilayer insulation pipes.

**Sinmaz E.K., Kocasecer M., Ayyildiz M. The Effect of Book Preconditioning on Page-Turning Success Rate during Automated Book Digitization.** — 18 p., 5 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The growing popularity of e-books and the adoption of e-book reader devices have increased the need for book digitization. Traditional flatbed scanners are easily accessible and widely available; however, manual scanning of books is tiring, tedious, and time-consuming when the book has many pages. Developing automated book scanning instruments at a low cost can allow more people to efficiently access and execute the book digitization. In this study, we propose a cost-effective book scanner with an automated page-flipping function. Our prototype uses a motorized moving shuttle with a vacuum gripper to hold the page and a fan to ensure the turning of the page in the correct direction and number of times. A Raspberry Pi 4 takes pictures of the left and right sides of the book using two digital cameras. When the picture capturing process is completed, it combines pictures into text-based digital formats such as PDF using OCR technology. In our experiments, we scanned five different books having different page numbers (120–700) with various paper characteristics such as paper size (A4 and A5), paper type (coated vs. uncoated), and paperweight (60–250 g/m<sup>2</sup>). The results showed that we obtained less than 0.9% error in book scanning when the paperweight was between 60–120 g/m<sup>2</sup>. We achieved the most successful scanning with uncoated paper type, A4, A5 paper size, and 115–125 g/m<sup>2</sup> paperweight. We observed that the unsuccessful page scan rating decreased as the number of scanning repetitions increased. The results also showed that it was challenging to turn the pages of new books without encountering problems unless pages were preconditioned by turning. We concluded that three iterations of preconditioning are necessary for new books to reduce errors in the page-turning process.

#### ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

**Голубева А.В., Хвостов Р.П., Черкез Д.И., Бобырь Н.П., Шкурыгин Д.М., Спицын А.В. Стенд для исследования проницаемости мембран при взаимодействии с газообразным водородом.** — 15 с., 14 рис.

Создан экспериментальный стенд ГДП для исследования водородопроницаемости материалов, включая материалы с низким коэффициентом диффузии. Стенд позволяет осуществлять длительные измерения проникающих потоков изотопов водорода при давлении над входной поверхностью мембраны от 10<sup>2</sup> до 10<sup>5</sup> Па и температуре образца до 873 К. Проведены исследова-

ния проницаемости стали ЧС-68 в диапазоне давлений дейтерия  $10^2$ – $5 \cdot 10^4$  Па и температур образца 575–773 К. Получены коэффициенты диффузии и проницаемости дейтерия в стали ЧС-68 как функции температуры. Результаты работы согласуются с литературными данными, что говорит о корректно поставленном эксперименте и надежности результатов, получаемых на стенде ГДП.

**Кожевников В.С., Пономарёв Р.С., Шмырова А.И.** Технология производства линзованного оптического волокна с использованием оптического клея. — 16 с., 9 рис.

Описана технология создания оптических микролинз на торце волоконного световода с использованием оптического клея. Реализован метод дозирования и позиционирования клеевой микрокапли, позволяющий разместить объем клея около 0,2 пл с погрешностью не более 1 мкм на торце оптического волокна в области сердцевины. Проведен подбор оптического клея, максимально удовлетворяющего требованиям технологического процесса и физико-химическим свойствам микролинз. Показано, что использование микровибраций позволяет управлять формой капли, полимеризация которой дает возможность получать линзованное волокно с заданной формой и фокусным расстоянием. Проведены результаты измерения фокусного расстояния и диаметра поля моды получившейся линзы.

#### **ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

**Акимов Д.Ю., Болоздыня А.И., Архангельский Д.М., Пинчук А.В.** Установка для изуче-

**ния электролюминесценции в газообразном ксеноне.** — 11 с., 8 рис.

Описана лабораторная экспериментальная установка основе электролюминесцентной камеры с газообразным ксеноном при комнатной температуре и давлении 6 атм, которая используется в учебном процессе для изучения электролюминесценции, применяемой в качестве метода регистрации ионизационного сигнала. На примере  $\alpha$ -частиц исследованы формирование электролюминесцентного сигнала, образуемого при движении в сильном электрическом поле заряда, произведенного в процессе ионизации, и его зависимость от величины поля. Наглядно показано, что временные профили светового и электрического сигналов практически полностью совпадают друг с другом.

**Лелеков А.Т., Курешов В.А.** Удаленная лаборатория для проектирования систем ориентации малых космических аппаратов. — 10 с., 5 рис.

Описан простой и недорогой, легкий в повторении и работе стенд для удаленного обучения проектированию систем ориентации космических аппаратов. Стенд построен на микрокомпьютере Raspberry Pi, датчиковый состав стенда аналогичен аппарату формата CubeSat, динамические параметры могут в некоторых пределах варьироваться. Алгоритм управления выполняется удаленно на компьютере студента, в среде Python или SimInTech. Возможности стенда позволяют изучить и отладить базовые алгоритмы управления угловой скоростью и положением космического аппарата для одномерного случая.

## СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

### ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

#### 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах.

В 2022 г. наш журнал открывает новый раздел по тематике “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”. Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ. Мы надеемся, что авторы этого раздела будут представлять не только текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами. Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как “дополнительные материалы” к статье (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>).

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте <https://link.springer.com/> (для англоязычных журналов) и <https://elibrary.ru> (для русскоязычных журналов).

Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

#### ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описанием достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: <http://pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них — 2 страниц и 1 рисунок, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунок на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ра-

нее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/> (русская версия) и <https://www.pleiades.online/ru/journal/instr/authors-instructions/> (английская версия). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях”, должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/>, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (<https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/>). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции ([instr@pleiadesonline.com](mailto:instr@pleiadesonline.com)). Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следовать инструкциям по ссылке <https://www.pleiades.online/ru/authors/openaccess/how-to-publish/>

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

## 2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ

публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании. Аббревиатура строчными буквами с точками – это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существующего с 1956 года.

7. **Список литературы.** Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство, место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан **ПОЛНЫЙ** перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии **иллюстраций или таблиц** располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисовочная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую

подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>. Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ – 15 п; 2.2 нФ – 2 н; 1.0 мкФ – 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>).

9. К статье должен быть приложен список специальных терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

### 3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/>

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/text> и <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/images/>.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

### 4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отре-

дактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: <http://get.adobe.com/reader>. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов**, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/electronic-proofreading/>