

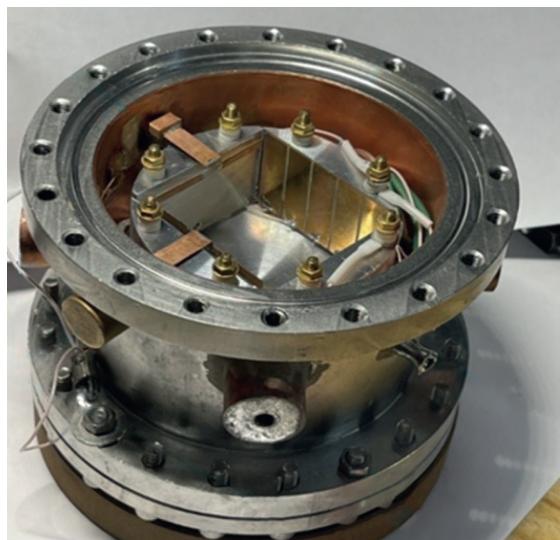
ISSN (print) 0032-8162
ISSN (online) 3034-5642

Номер 1

Январь - Февраль 2025



ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



Экспериментальная ячейка в объеме контейнера
установки для изучения вихревого течения

К статье Левченко А.А. и др., с. 173

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 1, 2025

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Детектор импульсного нейтронного излучения активационного типа с непрерывной записью зарегистрированных импульсов вторичных электронов в режиме реального времени

A. A. Козлов, A. B. Козлов, B. E. Завалова

4

Конструкция мультикатодного счетчика для поиска темных фотонов

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

10

Двухкоординатный сцинтилляционный гаммоскоп на базе ФЭУ-85 эксперимента СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70

*A. B. Рязанцев, A. H. Васильев, Ю. M. Гончаренко, A. П. Мещанин, B. B. Mouseев,
B. B. Мочалов, П. А. Семенов*

16

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Лазерно-плазменный генератор ионов широкого ряда элементов для тяжелоионного инжектора синхротронов

*A. H. Балабаев, A. A. Васильев, T. B. Кулевой, A. A. Лосев, Ю. A. Сатов, И. A. Хрисанов,
A. B. Шумшурев*

21

Экспериментальный стенд для зондирования плазмы высоковольтного разрядника с лазерным управлением

A. И. Липчак, Н. Б. Волков, И. А. Журавлев

33

Формирование импульсно-периодических пучков ионов металлов субмиллисекундной длительности с высокой плотностью мощности

A. И. Рябчиков, С. В. Дектярев, A. B. Гурулев

40

Частотный режим работы источника низкоэнергетических сильноточных электронных пучков

П. П. Кизириди, Г. Е. Озур, В. И. Петров

50

Применение флуоресцентного экрана CHROMOX для диагностики импульсного электронного пучка низкой энергии

B. B. Куркучеков, И. В. Кандауров, Абед Н., Д. А. Никифоров, Д. С. Таныгина

56

Полупроводниковые источники и детекторы поляризованных по спину электронов
в исследованиях резонансного рассеяния электронов

*O. E. Терещенко, С. А. Пшеничнюк, Н. Л. Асфандиаров, Р. Г. Рахмееев, В. А. Голяшов,
В. С. Русецкий, В. В. Бакин, Г. Э. Шайблер, С. А. Рожков, Д. А. Кустов*

64

Многодуговой плазменный эмиттер электронов для генерации радиально сходящегося пучка

*M. C. Торба, С. Ю. Дорошкевич, М. С. Воробьев, А. А. Гришков, Н. Н. Коваль,
Р. А. Карташов, М. А. Мокеев, Д. А. Шпанов*

73

Методы измерения глубины проникновения поля терагерцевых поверхностных
плазмон-поляритонов в воздух

В. Д. Кукотенко, В. В. Герасимов, А. Г. Лемзяков, А. К. Никитин

81

Поворот плоскости поляризации оптического излучения, обусловленный сложением
двух эллиптически поляризованных волн, управляемых звуком

В. М. Котов

92

Коррекция наклонов волнового фронта на стенде адаптивной оптической системы

В. В. Лавринов, Л. В. Антошкин, Л. Н. Лавринова, А. А. Селин

99

3D-проектирование цельнометаллического волноводного CO₂-лазера с поперечным
ВЧ-возбуждением

В. А. Степанов, Е. Н. Моос, Р. С. Румянцев, А. И. Кудюкин, К. И. Бобровский, А. Я. Паюров

105

О возможности улучшения пространственного разрешения фотолюминесцентных
пластин при регистрации изображений в рентгеновских лучах

А. В. Емельянов, Д. А. Вихляев, С. Д. Девятков, Д. С. Носуленко, Е. А. Пряхина

115

Измерительные головки для сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса

Б. А. Беляев, Н. М. Боев, А. В. Бурмитских, А. А. Горчаковский, С. Д. Крёков, Р. Г. Галеев

119

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Мониторирование флюенса быстрых нейтронов

А. Р. Белозерова, В. В. Павлов, С. А. Енин, Т. И. Чернышева

132

Широкодиапазонный акустический анализатор двухкомпонентной газовой смеси

В. Н. Алферов, Д. А. Васильев

143

Метод определения угла тангажа летательного аппарата в системах навигации
по сигналам радиомаяка

В. Л. Гулько, А. А. Мещеряков, Н. К. Блинковский

147

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Измерение поперечных профилей интенсивности молекулярного пучка

А. Е. Зарвин, В. В. Каляда, Е. Д. Деринг, К. А. Дубровин

161

Стенд для экспериментального исследования динамики осаждения облака бидисперсных капель

В. А. Архипов, С. А. Басалаев, Н. Н. Золоторёв, К. Г. Перфильева, В. И. Романдин

167

Установка для изучения вихревого течения на поверхности слоя жидкого ${}^4\text{He}$ в нормальном и сверхтекучем состояниях

А. А. Левченко, Л. П. Межсов-Деглин, И. А. Ремизов, П. Г. Селин, М. Р. Султанова

174

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Прибор-анализатор контроля содержания магнитоактивных частиц (примесей) сыпучих сред

А. А. Сандуляк, М. Н. Полисмакова, Д. А. Сандуляк, А. В. Сандуляк, В. А. Ершова, А. С. Харин

181

Устройство для фиксации мелкого лабораторного животного с установленной дорсальной камерой под микроскопом

М. Е. Степанов, А. А. Власов, Е. В. Хайдуков, В. И. Юсупов

183

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

185

ДЕТЕКТОР ИМПУЛЬСНОГО НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
АКТИВАЦИОННОГО ТИПА С НЕПРЕРЫВНОЙ ЗАПИСЬЮ
ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

© 2025 г. А. А. Козлов^a, А. В. Козлов^{a,*}, В. Е. Завалова^a

^aОбъединенный институт высоких температур Российской академии наук
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, с. 2

* e-mail: kozlov_a.a@fits.ru

Поступила в редакцию 11.06.2024 г.

После доработки 03.09.2024 г.

Принята к публикации 23.09.2024 г.

Описан детектор импульсного нейтронного излучения активационного типа с непрерывной записью зарегистрированных импульсов вторичных электронов в режиме реального времени. В качестве активационного материала используется серебряная фольга толщиной 0.3 мм. Для регистрации вторичных электронов взят газоразрядный счетчик Гейгера–Мюллера промышленной марки СБМ-19, чувствительный к жесткому бета- и гамма-излучению. Интервал записи накопленного числа зарегистрированных импульсов вторичных электронов составляет 10 с. Объем циклического буфера памяти, используемого для записи зарегистрированных импульсов вторичных электронов, составляет 16 Мб, что обеспечивает непрерывную запись в течение 2.5 лет. В качестве источника питания детектора импульсного нейтронного излучения используется современный гальванический элемент LiSOCl₂ напряжением 3.6 В с емкостью 2.1 А·ч. Расчетное время эксплуатации без замены элемента питания составляет 5 лет.

DOI: 10.31857/S0032816225010012, EDN: GFWAWR

1. ВВЕДЕНИЕ

Простейший метод регистрации импульсного нейтронного излучения – оценка его потока по наведенной радиоактивности в фольгах из Rh, Ag, In, Au [1, 2]. В настоящей работе представлен детектор, принцип действия которого основан на замедлении быстрых нейтронов в замедлителе из парафина и активации ими фольги из серебра. При активации серебра нейтронами, как известно, образуются два изотопа: серебро-110 (¹¹⁰Ag) с периодом полураспада 24.2 с и серебро-108 (¹⁰⁸Ag) с периодом полураспада 2.42 мин. Основной вклад во вторичную эмиссию электронов вносит распад серебра-110, поскольку сечение взаимодействия исходного замедленного нейтронного излучения для серебра-110 существенно выше, чем для серебра-108. Кроме того, период полураспада для серебра-110 существенно меньше, чем для серебра-108, что позво-

ляет проводить эксперименты с импульсными источниками нейтронов значительно чаще.

Представлен детектор импульсного нейтронного излучения, который основан на активационной методике с затянутой регистрацией: сначала быстрые нейтроны замедляются в блоке из парафина, далее уже замедленные нейтроны взаимодействуют с фольгой из серебра толщиной 0.3 мм. Регистрация вторичных электронов осуществляется с помощью счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19.

2. СТРУКТУРА ДЕТЕКТОРА

Конструктивно блок замедлителя нейтронов выполнен из двух коаксиальных труб из полиэтилена, которые соединены между собой с помощью двух фланцев из поликарбоната. Наружный диаметр внешней трубы составляет 160 мм, а внутренний диаметр меньшей трубы

составляет 35 мм. Длина цилиндрического корпуса замедлителя составляет 180 мм. Объем между внутренней и внешней трубами заполнен парафином. Фольга из серебра толщиной 0.3 мм намотана без зазоров на счетчик Гейгера–Мюллера СБМ-19. К электродам счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19 припаян коаксиальный кабель РК50-4 длиной 0.5 м с коаксиальным разъемом СР-50 на конце. На счетчик Гейгера–Мюллера СБМ-19 с намотанной серебряной фольгой и припаянным кабелем надевается термоусаживаемая трубка для фиксации фольги и кабеля, которая дополнительно защищает обслуживающий персонал от случайного контакта с электродами счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19, на которых во время работы появляется опасное напряжение. Подготовленный таким образом счетчик Гейгера–Мюллера СБМ-19 помещается внутрь блока замедлителя. На рис. 1 представлена принципиальная электрическая схема электронной части детектора нейтронов.

Для управления детектором нейтронного излучения используется современный микроконтроллер EFM32G222 обозначенный на рис. 1 как DD_1 . Основной особенностью этого микроконтроллера является то, что он способен работать в спящем режиме, просыпаясь только по прерываниям от сигналов с внешних или внутренних устройств, потребляя при этом ток не более 1 мА.

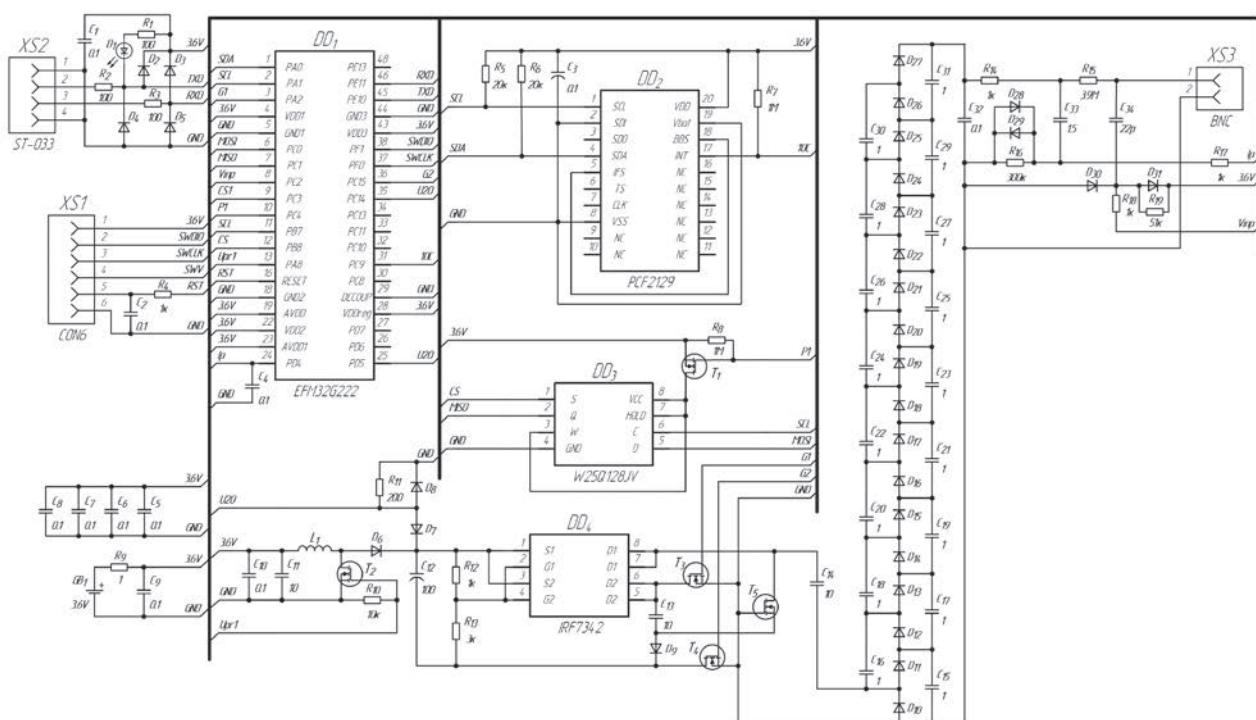


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема детектора нейтронного излучения.

Функционально детектор нейтронного излучения состоит из следующих узлов:

1. Источник питания счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19 с выходным напряжением 350 В.
2. Детектор импульсов поступающих со счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19.
3. Часы реального времени с заданным интервалом времени счета импульсов и хранением текущего времени.

4. Энергонезависимая память, которая используется для непрерывного хранения числа накопленных импульсов со счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19.

5. Источник автономного питания с напряжением 3.6 В.

6. Узел связи с персональным компьютером и внешним монитором контроля текущего значения накопленных импульсов со счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19.

3. ПРИНЦИП РАБОТЫ И ЗАПИСИ ИЗМЕРЕНИЙ

Источник питания счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19 с выходным напряжением 350 В состоит, в свою очередь, из управляемого повышающего DC–DC-преобразователя, генератора накачки и 18-кратного умножителя напряжения с накопительной емкостью. Повышающий преобразователь DC–DC состоит из управляемого

транзистора T_2 , индуктивности L_1 , диода D_6 и накопительной емкости C_{12} . Управление повышающим преобразователем $DC-DC$ осуществляется непосредственно микроконтроллером. Уровень напряжения с накопительной емкости проверяется детектором, состоящим из защитного диода D_7 , фиксирующего диода D_8 и резистора R_{11} .

Сигнал с детектора поступает на вход компаратора микроконтроллера. Каждые 60 мкс микроконтроллер проверяет уровень сигнала от детектора, если он меньше некоторого заранее заданного значения, микроконтроллер на 10 мкс включает транзистор T_2 , ток в индуктивности начинает расти и по истечении 10 мкс достигает величины 1.2 А. Затем транзистор выключается, и накопленная энергия в индуктивности поступает через диод D_6 на накопительную емкость C_{12} , напряжение на которой начинает расти. Если же напряжение детектора больше этого заранее заданного значения, микроконтроллер не включает транзистор T_2 . Таким образом, происходит стабилизация напряжения накопительной емкости. Уровень напряжения накопительной емкости составляет 20 В. Напряжение накопительной емкости преобразователя $DC-DC$ поступает на генератор накачки.

Генератор накачки преобразует постоянное напряжение накопительной емкости в импульсно-периодический сигнал переменной полярности с амплитудой 20 В. Генератор накачки состоит из транзисторной сборки DD_4 , транзисторов T_3-T_5 , диода D_9 , конденсатора C_{13} и резисторов R_{12}, R_{13} . Принцип работы генератора накачки следующий: микроконтроллер каждые 60 мкс по очереди включает/выключает транзисторы T_3, T_4 с небольшой задержкой между включением/выключением. При включении транзистора T_4 одновременно через сопротивления R_{12}, R_{13} включается транзисторная сборка DD_4 . Транзистор T_3 при этом находится в выключенном состоянии. Напряжение накопительной емкости C_{12} через транзисторную сборку DD_4 поступает на выход генератора накачки и на заряд конденсатора C_{13} . Диод D_9 и включенный транзистор T_4 обеспечивают прохождения тока заряда конденсатора C_{13} в этом цикле. При включении транзистора T_3 и выключении транзистора T_4 одновременно выключается транзисторная сборка DD_4 . Напряжение обратной полярности конденсатора C_{13} через транзистор T_5 поступает на выход генератора накачки.

Таким образом, за два такта на выходе генератора накачки формируются импульсы напряжения разной полярности с амплитудой 20 В. Полученный импульсно-периодический сигнал переменной полярности поступает через конденсатор C_{14} на 18-кратный стандартный умножитель напряжения. Умноженное таким образом напряжение поступает на заряд емкостного накопителя C_{33} .

Ток заряда емкостного накопителя измеряется с помощью резистора R_{16} , зашунтированного защитными диодами D_{28}, D_{29} . Напряжение с измерительного резистора R_{16} поступает на вход встроенного в микроконтроллер АЦП, и в каждом такте работы генератора накачки сравнивается с заданным порогом. При снижении напряжения ниже заданного порога предполагается, что напряжение на накопительной емкости достигло своего заданного значения 350 В. Генератор накачки при этом прекращает свою работу, и микроконтроллер переходит в спящий режим. При этом выключается также преобразователь $DC-DC$. В этом режиме работы микроконтроллер только считает импульсы, поступающие от детектора импульсов со счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19, ожидает команды от персонального компьютера и сигнала от микросхемы часов реального времени об окончании периода счета импульсов.

Детектор импульсов со счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19 состоит из развязывающего конденсатора C_{34} , защитных диодов D_{30}, D_{31} , подтягивающего резистора R_{19} и защитного резистора R_{18} . Импульсы напряжения со счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19 представляют собой отрицательные по отношению к напряжению питания импульсы длительностью 300 мкс и амплитудой 30–100 В.

Конденсатор C_{34} убирает постоянную составляющую питания счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19 и передает сам импульс на диодный ограничитель на диодах D_{30}, D_{31} . Диодный ограничитель уменьшает размах импульсного напряжения до напряжения питания детектора нейтронного излучения. Ограничено таким образом импульсное напряжение через защитный резистор R_{18} поступает на вход встроенного в микроконтроллер компаратора. Микроконтроллер просыпается после срабатывания компаратора и увеличивает на единицу накопленное значение количества пришедших импульсов, запоминает новое значение в своей памяти и

засыпает снова. Получив сигнал об окончании периода счета импульсов с микросхемы часов реального времени DD_2 , микроконтроллер также просыпается.

Далее он записывает в энергонезависимую память DD_3 накопленное в течение заданного времени значение пришедших со счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19 импульсов, передает это значение посредством волоконно-оптического передатчика на светодиоде D_1 с помощью протокола USART во внешний монитор, затем обнуляет значение накопленных импульсов в своей памяти и снова засыпает.

Волоконно-оптический светодиод D_1 адаптирован под применение пластикового световода диаметром 2 мм. Использование пластикового световода для передачи информации о значении накопленных импульсов во внешний монитор облегчает задачу монтажа и гальванической развязки между детектором нейтронного излучения и монитором, расположенным в пультовой. Пластиковые световоды легко обрезаются по длине без применения специального оборудования и не требуют специальных разъемов, в отличие от кварцевых световодов. Волоконно-оптические пластиковые светодиоды содержат цанговый зажим под крепление. Кроме того, в спящем режиме микроконтроллер может принимать команды управления от персонального компьютера с помощью внешнего преобразователя USB в COM, который подключается к детектору нейтронного излучения через аудиоразъем XS2. По команде от управляющего компьютера может быть проведена синхронизация текущего времени компьютера и часов реального времени детектора нейтронного излучения. Также может быть считана информация о значениях накопленных импульсов от энергонезависимой памяти за все время наблюдения.

Период накопления импульсов со счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19 составляет 10 с. Это значение устанавливается при программировании микросхемы часов реального времени. Емкость энергонезависимой памяти составляет 16 Мб, и этого количества достаточно для непрерывной записи накопленных за 10 с импульсов от счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19 в течение более чем 2.5 года.

При заполнении всей памяти процесс записи продолжается по циклу с уничтожением самой ранней информации о накопленных значениях импульсов от счетчика Гейгера–Мюллера

СБМ-19. В структуру блока данных о накопленных значениях импульсов входит также информация о точном времени записи этого блока данных. Фактически счетчик нейтронного излучения хранит полную информацию о нейтронном излучении с точной привязкой по времени (аналог черного ящика). В качестве источника питания детектора нейтронного излучения используется современный гальванический элемент LiSOCl₂ напряжением 3.6 В с емкостью в 2.1 А·ч и очень низким уровнем саморазряда, порядка 1% в год.

Для повышения надежности микроконтроллер периодически раз в четыре секунды с помощью встроенного Watchdog-таймера перезапускает свою управляющую программу. Такой режим при любом сбое программы от наводок возвращает микроконтроллер к правильной работе. Измеренный ток потребления при работе с подключенным счетчиком Гейгера–Мюллера СБМ-19 в режиме фонового излучения не превышает 40 мА. При таком токе потребления расчетное значение непрерывного времени без замены гальванического элемента составляет более 5 лет.

Конструктивно электронная часть детектора нейтронного излучения располагается на печатной плате, которая находится внутри стальной трубы с внешним диаметром 40 мм и длиной 170 мм. На концах трубы нарезана внешняя резьба, на которую накручены два фланца. На один фланец установлен разъем СР-50 для подключения счетчика Гейгера–Мюллера СБМ-19, а второй фланец имеет по центру отверстие для пластикового световода, по которому информация передается на внешний монитор. Внешний вид детектора нейтронов показан на рис. 2.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ПРИБОРА

Работа прибора была апробирована на установке импульсного плазменного ускорителя (ИПУ), разработанного в Шатурском филиале ОИВТ РАН. Описание ускорителя представлено в работе [3].

Основными элементами коаксиального ИПУ являются два коаксиальных электрода: центральный – катод, внешний – анод. За электродами идет диагностическая секция. В состав ИПУ также входит система соленоидов для создания внешнего квазистационарного магнитного поля.

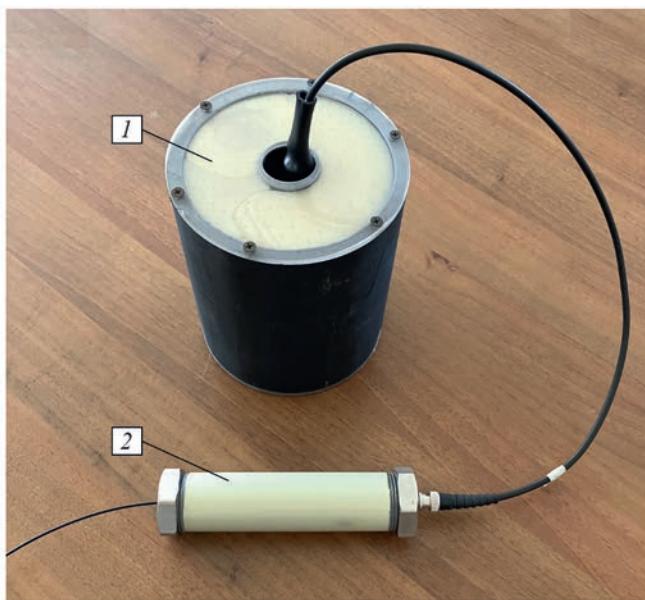


Рис. 2. Внешний вид детектора нейтронов: 1 – блок замедлителя нейтронов с СБМ-19, 2 – детектор импульсного нейтронного излучения.

В промежутке между электродами через систему отверстий в центральном электроде при помощи быстродействующего электродинамического клапана напускается дозированное количество рабочего газа.

При подаче на электроды высокого напряжения происходит пробой и ионизация рабочего газа, замыкающая контур нагрузки ускорителя. Далее проходят формирование и разгон плазменного сгустка под действием силы Ампера,

возникающей вследствие взаимодействия радиальной составляющей электрического тока в плазме между электродами ИПУ и собственным магнитным полем в контуре с током.

В конце ускорительного тракта в диагностической секции устанавливается твердотельная мишень. Она служит для торможения плазменного потока с целью преобразования кинетической энергии плазменной струи в энергию излучения. По возникающей вспышке излучения при торможении потока в случае достижения условий термоядерной реакции возникает поток нейтронов, что и регистрируется описанным детектором нейтронного излучения. Результаты работы детектора в виде временной диаграммы импульсов вторичных электронов при проведении экспериментов на ИПУ в течение одного рабочего дня представлены на рис. 3.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение описанного детектора нейтронного излучения является актуальным в задачах водородной и термоядерной энергетики, когда по нейтронному выходу судят об эффективности различных плазменных процессов в реальном масштабе времени. Экспериментальная апробация прибора на действующей установке ИПУ показала работоспособность прибора и его преимущества, такие как:

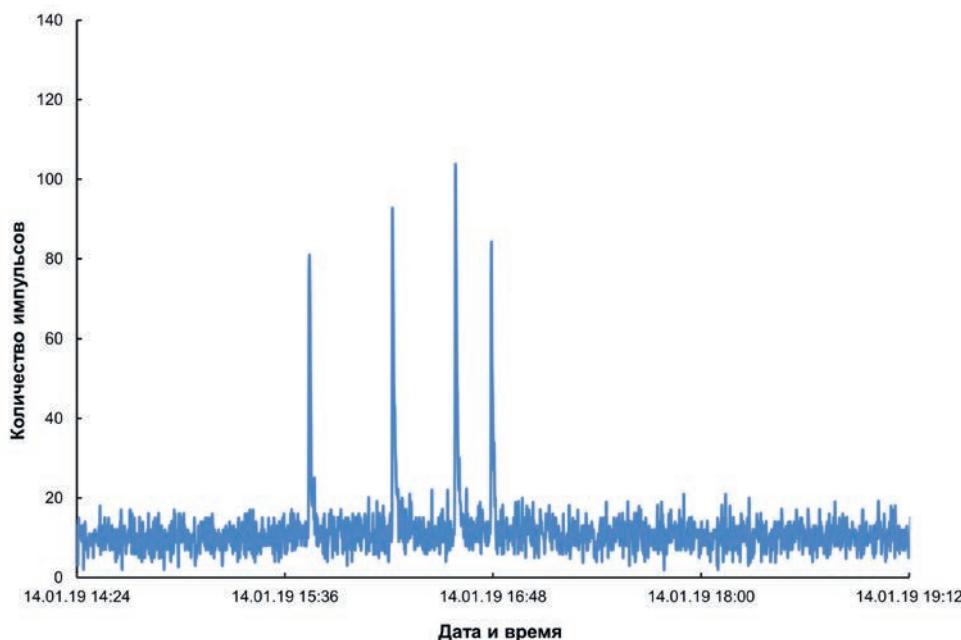


Рис. 3. Временная диаграмма импульсов вторичных электронов, зарегистрированных детектором нейтронов при проведении экспериментов на импульсном ускорителе в течение одного рабочего дня.

- надежная регистрация и запись во времени всех случаев, когда присутствует нейтронный выход излучения в экспериментах;
- технологичность в сборке, в отличие от аналогов сборка не содержит никаких намоточных изделий;
- комплектация только из покупных серийных изделий;
- простота в использовании, так как не требуется никакой предварительной настройки в течение всего цикла экспериментов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках программы исследований, проводимых ОИВТ РАН по теме

“Исследование физических процессов, обеспечивающих увеличение энергосодержания плазменного потока, в импульсном ускорителе” (FFUE-2022-0012).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бекурц К., Виртц К.* Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968.
2. *Knoll G.F.* Radiation detection and measurement. New York: Wiley, 2000.
3. *Козлов А.В., Маштаков А.В., Шурупов А.В., Гусев А.Н., Завалова В.Е., Шурупов М.А., Шурупова Н.П., Житлухин А.М., Бахтин В.П.* // Термофизика высоких температур. 2022. № 3 (60). С. 331. <https://doi.org/10.31857/S0040364422010306>

КОНСТРУКЦИЯ МУЛЬТИКАТОДНОГО СЧЕТЧИКА ДЛЯ ПОИСКА ТЕМНЫХ ФОТОНОВ

© 2025 г. А. В. Копылов^{a,*}, И. В. Орехов^a, В. В. Петухов^a, А. Е. Соломатин^a

^a Институт ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7А

* e-mail: kopylov@inr.ru

Поступила в редакцию 22.07.2024 г.

После доработки 19.08.2024 г.

Принята к публикации 25.09.2024 г.

Мультикатодный счетчик разработан для поиска холодной темной материи, предположительно состоящей из скрытых фотонов, путем регистрации одиночных электронов, эмитируемым с поверхности металлического катода счетчика в результате конверсии скрытых фотонов на его поверхности. Конструкция счетчика позволяет эффективно отделить фон от окружающей радиоактивности и от термоэмиссии электронов с поверхности нитей катодов путем вычитания скорости счета, измеренной в конфигурации с запирающим потенциалом. Даётся подробное описание конструкции мультикатодного счетчика.

DOI: 10.31857/S0032816225010021, EDN: GFYVQV

1. ВВЕДЕНИЕ

Природа темной материи является интригующей загадкой современности. Интрига заключается в том, что по массе – это основной компонент материи, заполняющей Вселенную, ее масса примерно в пять раз превышает массу видимой материи, но, несмотря на это, до сих пор не выяснено, из чего состоит темная материя.

Предприняты значительные экспериментальные усилия для раскрытия природы темной материи, созданы установки с массой несколько тонн, но ответ на этот вопрос все еще не получен. В этой связи предлагается расширить географию поиска, в том числе путем включения в программу поиска новых частиц, например скрытых фотонов, предложенных еще в 80-е годы прошлого столетия [1–3].

Для поиска темных фотонов мы предложили использовать метод регистрации одиночных электронов, эмитируемых с поверхности металлического катода пропорционального счетчика при конверсии скрытого фотона с энергией (массой) больше работы выхода электронов из металла, которая для большинства металлов составляет величину примерно 4 эВ. При этом сами темные фотонны в ряде работ [4, 5] рассматриваются в виде

трубчатых структур с электрическим и магнитным полем сложной конфигурации.

Для регистрации одиночных электронов, эмитируемых с поверхности металла при конверсии темных фотонов, мы разработали специальную конструкцию газового пропорционального счетчика с тремя катодами. Предлагаемый нами метод обладает высокой чувствительностью для массы скрытых фотонов от 10 до 40 эВ. Здесь приводится подробное описание этой конструкции мультикатодного счетчика и обобщен опыт, приобретенный нами в течение последних 8 лет исследований, проведенных с помощью этого счетчика.

Согласно работе [6], если темная материя состоит из скрытых фотонов, мощность, поглощаемая катодом при конверсии скрытых фотонов, описывается выражением

$$P = 2\alpha^2 \chi^2 \rho_{\text{CDM}} A_{\text{cath}}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha^2 = \cos^2 \theta$, где θ – угол между вектором электрического поля E скрытого фотона и нормалью к поверхности; $\alpha^2 = 2/3$, если направление распространения изотропно; χ – константа кинетического смешивания, квадрат этой величины определяет величину примеси обычных фотонов в амплитуде скрытого фотона; ρ_{CDM} –

плотность энергии холодной темной материи, которая здесь принималась равной $0.4 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$; A_{cath} – площадь катода. Если энергия (масса) скрытого фотона превышает работу выхода электронов из металла катода, конверсия скрытого фотона будет вызывать эмиссию одиночного электрона с определенной квантовой эффективностью η . В этом случае мощность, поглощаемая катодом, может быть найдена по скорости счета одиночных электронов, эмитируемых катодом:

$$P = m_\gamma R_{MCC} / \eta. \quad (2)$$

Здесь m_γ – масса (энергия) скрытого фотона; R_{MCC} – скорость счета одиночных электронов; принимается, что эта скорость определяется исключительно конверсией скрытых фотонов в обычный фотон с последующим испусканием электрона; η – квантовая эффективность для процесса испускания одиночного электрона, которая здесь принимается равной квантовой эффективности для реального фотона с энергией m_γ . Объединяя выражения (1) и (2), получаем

$$\chi_{sens} = 2.9 \cdot 10^{-12} \left(\frac{R_{MCC}}{\eta \cdot 1 \text{ Гц}} \right)^{1/2} \left(\frac{m_\gamma}{1 \text{ эВ}} \right)^{1/2} \times \\ \times \left(\frac{0.3 \text{ ГэВ}/\text{см}^3}{\rho_{CDM}} \right)^{1/2} \left(\frac{1 \text{ м}^2}{A_{MCC}} \right)^{1/2} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha} \right). \quad (3)$$

Из этого выражения следует, что основным ограничением метода является фоновая скорость счета одиночных электронов, которая для стандартных детекторов фотонов, таких как ФЭУ, ВЭУ, счетчиков фотонов на основе газовых электронных умножителей составляет довольно значительную величину, порядка $10^{-1} \text{ Гц}/\text{см}^2$ и выше.

В разработанном нами методе измерения с помощью специального детектора – мультикатодного счетчика – фоновая скорость счета одиночных электронов по результатам проведенных нами измерений [7–9] составила величину меньше $10^{-4} \text{ Гц}/\text{см}^2$ для счетчика с медным катодом и меньше $10^{-5} \text{ Гц}/\text{см}^2$ для счетчика с алюминиевым катодом. Поскольку квантовая эффективность металлов, используемых нами для сплошного катода счетчика, максимальна в диапазоне от 10 до 40 эВ, предложенный нами метод поиска темных фотонов обладает наиболее высокой чувствительностью для массы скрытого фотона в этом диапазоне. При этом расчетная плотность частиц темных фотонов составляет от 10 до 40 миллионов частиц на кубический сантиметр, если исходить из принятой нами величины $\rho_{CDM} = 0.4 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$. Для сравнения плотность

реликтовых нейтрино и реликтовых фотонов составляет соответственно примерно 150 н и 500 частиц на кубический сантиметр.

2. КОНСТРУКЦИЯ МУЛЬТИКАТОДНОГО СЧЕТЧИКА

На рис. 1 представлен мультикатодный счетчик. За основу конструкции был взят пропорциональный счетчик с газовым наполнением. В качестве рабочего газа в нем использовались смеси $\text{Ar} + 10\% \text{CH}_4$ и $\text{Ne} + 10\% \text{CH}_4$. В отличие от обычного пропорционального счетчика он имеет не один, а три катода. Принципиальная схема мультикатодного счетчика была нами представлена в работе [7]. Получены верхние ограничения на константу кинетического смешивания для массы темных фотонов от 10 до 40 эВ [8].

Здесь мы приводим более подробное описание устройства, опираясь на опыт работы и результаты проведенных нами исследований. Внешний катод 4 в виде сплошного металлического цилиндра является источником одиночных электронов, которые предположительно эмитируются с поверхности катода при конверсии скрытых фотонов. Как следует из выражения (3), чем больше поверхность этого катода, тем выше чувствительность детектора. В разных счетчиках мы использовали металлический катод диаметром от 140 до 200 мм и длиной примерно 500 мм, при этом площадь катода составляла от 0.2 до 0.3 м^2 .

Электроны, эмитируемые с внешнего катода, дрейфуют по направлению к центральному счетчику, где образуют электронные лавины вблизи поверхности анода 5. Анод изготовлен из позолоченной нити сплава вольфрам-рений диаметром

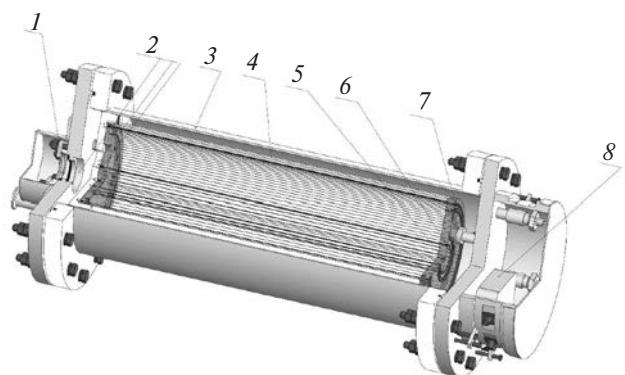


Рис. 1. Изображение мультикатодного счетчика: 1 – кварцевое стекло, 2 – окна для калибровки, 3 – корпус, 4 – внешний катод, 5 – анод, 6 – первый катод, 7 – второй катод, 8 – предусилитель.

25 мкм. Для регистрации одиночных электронов необходим большой (более 10^5) коэффициент газового усиления, следовательно, большой градиент поля вблизи анода. Для обеспечения требуемого градиента поля первый катод б центрального счетчика имеет сравнительно небольшой (около 40 мм) диаметр. Этот катод выполнен из никромовых нитей диаметром 50 мкм, натянутых на расстоянии примерно 6.5 мм друг от друга по окружности вокруг анода. На расстоянии порядка 5 мм от внешнего катода находится второй катод 7, изготовленный также из никромовых нитей диаметром 50 мкм, натянутых на расстоянии порядка 4.8 мм друг от друга по окружности вблизи внешнего катода. Расстояние между нитями было выбрано в основном из технологических соображений. При этом результаты калибровки счетчика показали, что неоднородность поля при этом не повлияла заметно на характеристики детектора. Вид на внутренние элементы счетчика с торца представлен на рис. 2.



Рис. 2. Вид на внутренние элементы счетчика с торца. Нити на малом диаметре – первый катод, на большом диаметре – второй катод.

Сборка счетчика была нетривиальной задачей, в основном из-за сложности мультикатодной конструкции. Для натяжения коаксиальной системы проволочных электродов (нитей) использовалась специальная оснастка с тремя направляющими штангами, как это изображено на рис. 3. По завершении натяжения нитей вся система помещалась внутрь внешнего металлического катода, торцевые изолирующие диски из акрилового стекла закрепляли на торцах металлического катода, и направляющие штанги уда-

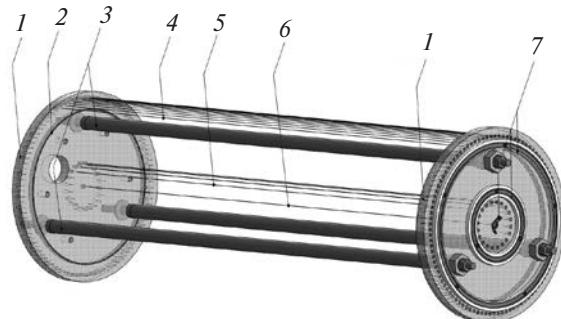


Рис. 3. Мультикатодная система с оснасткой: 1 – торцевые диски из оргстекла (полиметилметакрилат), 2 – фокусирующие кольцевые электроды, 3 – направляющие штанги, 4 – нити второго катода, 5 – нити первого катода, 6 – нить анода, 7 – контактные площадки для нитей.

лялись. Для уменьшения краевого эффекта с внутренней стороны акриловых дисков размещали кольцевые фокусирующие электроды, на которые подавался потенциал второго катода.

Счетчик работает в двух конфигурациях, отличающихся разностью потенциалов между вторым и внешним катодами, как это показано на рис. 4.

В конфигурации 1 потенциал на внешнем катоде ниже потенциала на втором катоде примерно на 20 В, так что электроны, испускаемые с поверхности внешнего катода, могут свободно

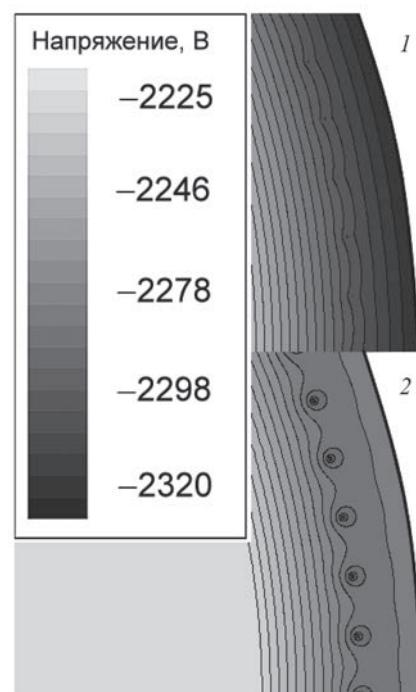


Рис. 4. Потенциалы в конфигурациях 1 и 2.

дрейфовать по направлению к центральному счетчику. В этой конфигурации измеряется эффект плюс фон. Эффект определяется скоростью эмиссии одиночных электронов с поверхности внешнего металлического катода. Фон определяется двумя процессами: эмиссией с поверхности нитей и события от ионизирующих частиц, пересекающих счетчик по коротким трекам на его обоих торцах.

В конфигурации 2 потенциал на втором катоде ниже потенциала на внешнем катоде примерно на 40 В. В этой конфигурации электроны, испускаемые с поверхности внешнего катода, не могут дрейфовать к центральному счетчику, так как второй катод здесь служит барьером, на котором электроны рассеиваются назад в сторону внешнего катода. В этой конфигурации счетчик измеряет только фон, обвязанный последним двумя каналами.

Для определения оптимальной разности потенциалов между вторым и внешним катодами в конфигурациях 1 и 2 были проведены измерения скорости счета при облучении счетчика УФ-излучением ртутной лампы, результаты которых представлены на рис. 5, взятом из работы [9]. Как следует из этого рисунка, оптимальной разностью потенциалов является +20 В для конфигурации 1 и -40 В для конфигурации 2. При разности потенциалов более +20 В часть электронов, эмиттируемых из внешнего катода,

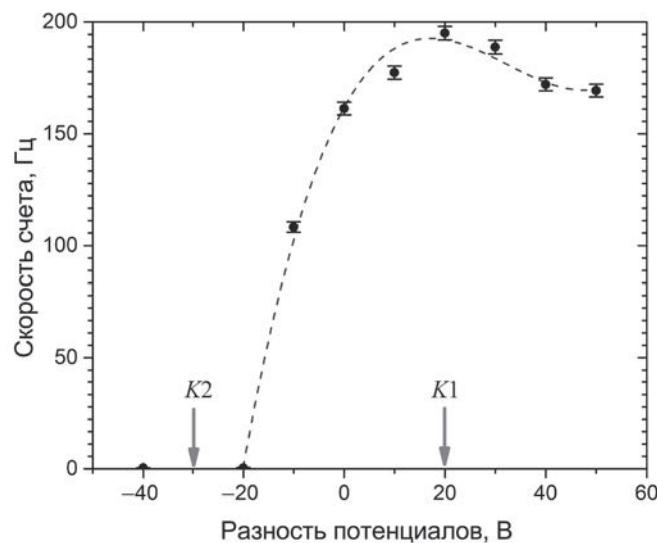


Рис. 5. Скорость счета при калибровке счетчика в зависимости от разности потенциалов на первом и втором катодах $\Delta U = U_2 - U_1$. Стрелками показаны оптимальная разность потенциалов для конфигураций 1 и 2.

захватывается вторым катодом, что приводит к потере части событий.

Разность потенциалов -40 В для конфигурации 2 была выбрана как величина, надежно обеспечивающая полное подавление событий от электронов от внешнего катода в этой конфигурации. Следует отметить, что эта разность потенциалов много меньше величин самих потенциалов, которые составляют примерно 2300 В, и поэтому можно ожидать, что малое изменение потенциала на внешнем катоде при переключении с одной конфигурации на другую не влияет на счетную характеристику счетчика. Это было подтверждено результатами, полученными при калибровке счетчика.

Эффект находится как разность счета в двух конфигурациях $R_1 - R_2$. Какова доля каждого из этих двух каналов в генерации фона, нам неизвестно. Эта неопределенность является основным источником систематической ошибки измерения.

Действительно, при вычитании фона, обвязанного электронам, испускаемым с поверхности нитей второго катода, следует учесть, что электроны, испускаемые в сторону внешнего катода, не будут достигать центрального счетчика, так как будут заперты в пространстве между внешним и вторым катодами. Величина фона зависит от материала, из которого изготовлены нити катодов. Если учесть оба канала фона: и от электронов, эмиттируемых с поверхности нитей a и от краевого эффекта b , получим систему двух уравнений для двух разных конфигураций мультикатодного счетчика:

$$a + b = R_1 \quad (4)$$

для первой конфигурации и

$$a + kb = R_2 \quad (5)$$

для второй конфигурации. Здесь $k = (n_1 + n_2/2) / (n_1 + n_2)$, где n_1 и n_2 – количество нитей соответственно первого и второго катодов. Решая эту систему уравнений, находим

$$b = (R_1 - R_2) / (1 - k) \quad (6)$$

и, соответственно,

$$a = R_1 - b. \quad (7)$$

Чтобы достичь высокой чувствительности измерений, необходимо, чтобы вклад нитей в фон был пренебрежимо мал. При выполнении этого условия фон в первой и второй конфигурациях будет примерно равным, и процедура вычитания фона, измеренного во второй конфигурации,

из суммарной скорости счета, измеренной в первой конфигурации, будет корректной. Следовательно, нужно подобрать такой материал для нитей счетчика, который давал бы пренебрежимо малый фон от нитей. С этой целью нами были проведены измерения скорости счета со счетчиками одинаковой конструкции, но с нитями из разных материалов. В первом случае мы использовали нити из никрома, во втором – из позолоченного сплава вольфрама с рением. В обоих случаях толщина нитей была 50 микрон.

На рис. 6 приведены результаты измерений в течение 100 суток на счетчике с нитями из никрома. Видно, что средние скорости счета в первой и второй конфигурациях были примерно равны, и, следовательно, вклад нитей в фон был пренебрежимо мал. На рис. 7 приведены результаты измерений в течение 40 суток на счетчике с нитями из вольфрам-рениевого сплава. Средние скорости счета в двух конфигурациях в этом случае существенно различались. В этой конструкции счетчика количество нитей было: $n_1 = 20$, $n_2 = 100$ и $k = 0.58$. Отсюда, следуя выражениям (6) и (7), находим $b = 0.17$ Гц и $a = 0.10$ Гц.

Суммарная длина нитей первого и второго катодов в обоих случаях составляла 60 метров. Таким образом, скорость эмиссии электронов с поверхности нити из позолоченного вольфрам-рениевого сплава составила $2.8 \cdot 10^{-3}$ Гц на метр нити. Относительно высокую скорость эмиссии можно объяснить присутствием в рении долгоживущего ($T_{1/2} = 4.1 \cdot 10^{10}$ лет) радио-

активного изотопа ^{187}Re , содержание которого в природном рении равно 62.6%. В качестве возможного механизма можно предположить насыщение метастабильных уровней металлического вольфрама бета-частицами от распада ^{187}Re , снятие возбуждения которых приводит к эмиссии электронов с поверхности нитей. По результатам этих измерений мы видим, что никром является более подходящим материалом для катодов мультикатодного счетчика.

Во время экспозиции счетчик помещался в специальный стальной бокс с толщиной стенки примерно 300 мм для подавления внешнего гамма-излучения. Толщина стальной защиты 300 мм обеспечивает ослабление линии 1460.7 кэВ от ^{40}K примерно в $5 \cdot 10^3$ раз, линии 1764.5 кэВ от ^{214}Bi примерно в $3 \cdot 10^3$ раз, линии 2614.5 кэВ от ^{208}Tl примерно в 10^3 раз. Однако эффективный коэффициент ослабления фона от внешнего гамма-излучения намного меньше. Фон определяется главным образом интенсивностью вблизи максимума спектра гамма-излучения при энергии примерно от 100 до 200 кэВ.

Нами был измерен спектр гамма-излучения снаружи и внутри пассивной защиты с помощью низкофонового детектора NaI(Tl), и по результатам измерения мы получили, что в этой области энергий интенсивность гамма-излучения ослаблялась защитой примерно в 100 раз. Для счетчика с медным катодом измеренная скорость счета одиночных электронов снаружи пассивной защиты оказалась выше скорости внутри защиты

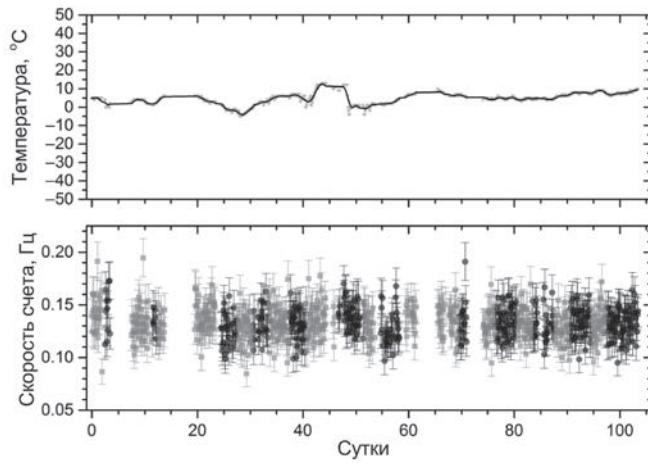


Рис. 6. Скорости счета, измеренные на счетчике с нитями из никрома – нижний рисунок, температура счетчика – верхний рисунок.

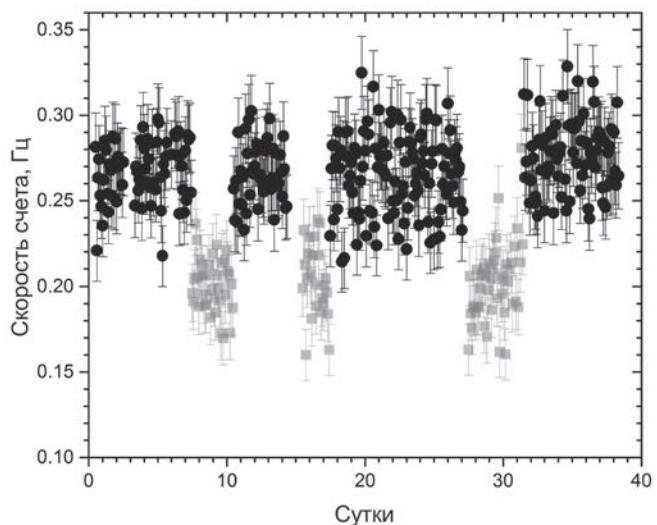


Рис. 7. Скорости счета, измеренные на счетчике с нитями из вольфрам-рениевого сплава с позолотой. Темные точки – конфигурация 1, светлые точки – конфигурация 2.

примерно на 20%. Отсюда видно, что вклад внешнего гамма-излучения в скорость счета одиночных электронов для этого счетчика составил пренебрежимо малую величину менее 0.2%.

Дальнейшее совершенствование детектора с использованием более чистых материалов, как мы надеемся, позволит добиться более низкой фоновой скорости счета. В этом случае вкладом фона от внешнего гамма-излучения уже нельзя будет пренебречь. Возможно, потребуется также дополнительная пассивная защита из материала с более низким содержанием урана, радия, тория. Эти вопросы подлежат дальнейшему исследованию.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведено описание конструкции мультикатодного счетчика. Счетчик используется для поиска темных фотонов путем регистрации одиночных электронов, эмитируемых с поверхности сплошного металлического катода при конверсии темных фотонов на его поверхности [10].

Счетчик обладает наибольшей чувствительностью для массы темного фотона от 10 до 40 эВ. Расчетная плотность скрытых фотонов с такими массами составляет от 10 до 40 миллионов частиц в кубическом сантиметре, если принять плотность темной материи в окрестностях Солнца примерно 0.4 ГэВ на кубический сантиметр. Для сравнения: плотность реликтовых нейтрино составляет примерно 150 частиц на кубический сантиметр, а плотность реликтовых фотонов – примерно 500 частиц на кубический сантиметр.

Фоновая скорость счета мультикатодного счетчика зависит от материала нитей катодов. Измерена скорость эмиссии одиночных электронов с поверхности нитей из никрома и из позолоченного сплава вольфрам-рений. Показано, что применение никрома обеспечивает более низкий фон мультикатодного счетчика. Этот результат

может быть использован при конструировании многопроволочных газовых детекторов ионизирующего излучения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках федерального проекта “Развитие инфраструктуры для научных исследований и подготовки кадров” государственного проекта “Наука и университеты” от 28 декабря 2023 г. № ДС/45-пр.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fayet P.* // Nucl. Phys. 1981. V. 187. P. 184.
[https://doi.org/10.1016/0550-3213\(81\)90122-X](https://doi.org/10.1016/0550-3213(81)90122-X)
2. *Okun L.B.* // Sov. Phys. JETP. 1982. V. 56. P. 502.
3. *Georgi H., Ginsparg P.H., Glashow S.L.* // Nature. 1983. V. 306. P. 765.
<https://doi.org/10.1038/306765a0>
4. *Dzunushaliev V., Folomeev V.* // Phys. Rev. D. 2021. V. 104. P. 116027.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.116027>
5. *Dzunushaliev V., Folomeev V.* // Phys. Rev. D. 2022. V. 105. P. 016022.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.016022>
6. *Horns D., Jackel J., Lindner A., Lobanov A., Redondo J., Ringwald A.* // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2013. V. 4. P. 16.
<https://doi.org/10.1088/1475-7516/2013/04/016>
7. *Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2018. V. 910. P. 164.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.09.075>
8. *Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V.* // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2019. V. 07. P. 008.
<https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/07/008>
9. *Kopylov A.V., Orekhov I.V., Petukhov V.V.* // Physics of Atomic Nuclei. 2019. V. 82. P. 1317.
<https://doi.org/10.1134/S1063778819090060>
10. *Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V.* // Moscow University Physics Bulletin. 2022. V. 77. P. 315.
<https://doi.org/10.3103/S002713492202053>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.6

ДВУХКООРДИНАТНЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГОДОСКОП
НА БАЗЕ ФЭУ-85 ЭКСПЕРИМЕНТА СПАСЧАРМ
НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70

© 2025 г. А. В. Рязанцев^{a,*}, А. Н. Васильев^a, Ю. М. Гончаренко^a, А. П. Мещанин^a,
В. В. Моисеев^a, В. В. Мочалов^a, П. А. Семенов^a

^aИнститут физики высоких энергий им. А.А. Логунова

Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”

Россия, 142281, Протвино, Московская обл., пл. Науки, 1

* e-mail: rya7ants@ihep.ru

Поступила в редакцию 29.07.2024 г.

После доработки 19.09.2024 г.

Принята к публикации 25.09.2024 г.

Представлен двухкоординатный сцинтилляционный гадоскоп, собранный с использованием отечественных фотоэлектронных умножителей ФЭУ-85 и высокочувствительных формирователей, разработанных и изготовленных в ИФВЭ. Показаны особенности конструкции и приведены его характеристики при работе в составе экспериментальной установки на пучках канала 14 ускорительного комплекса У-70.

DOI: 10.31857/S0032816225010037, EDN: GGAJON

1. ВВЕДЕНИЕ

В многоцелевом эксперименте СПАСЧАРМ (спиновые асимметрии в образовании чармония) в НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ на канале 14 ускорительного комплекса У-70 в настоящее время продолжается обширная программа исследований [1]. Экспериментальная установка СПАСЧАРМ [2] имеет в своем составе четыре станции двухкоординатных сцинтилляционных гадоскопов, которые расположены на фиксированном расстоянии друг от друга вдоль оси пучка до его входа в мишень [3]. Эти детекторы предназначены для вычисления координат точки взаимодействия пучковой частицы с веществом мишени.

В данной работе описаны оригинальные технические решения, использованные при разработке конструкции и изготовлении гадоскопа первой станции и приведены некоторые экспериментальные результаты, характеризующие важность этого детектора для качественного анализа данных.

2. КОНСТРУКЦИЯ ГОДОСКОПА

Требуемые геометрические размеры чувствительной области и координатное разрешение гадоскопа определяются размерами пучка в месте его расположения на расстоянии десяти метров от центра поляризованной мишени. Опираясь на результаты экспериментов, которые были проведены ранее на канале 14 [4], было решено изготовить гадоскоп, перекрывающий площадь около $5 \times 5 \text{ см}^2$ и определяющий координату заряженной частицы с точностью не хуже 2 мм.

Чувствительная область каждой из координатных плоскостей гадоскопа составлена из 24 сцинтилляционных палочек из полистирола и имеет размеры $50 \times 2 \times 4 \text{ мм}^3$ (соответственно длина, ширина и толщина по пучку). Все палочки обернуты алюминизированным майларом толщиной 25 мкм и плотно прилегают друг к другу. Плоскости расположены одна за другой на минимальном расстоянии. Оптические световоды из оргстекла, имеющие одинаковое сечение со сцинтилляторами, приклевыены к ним оптической эпоксидной смолой и также обер-

нуты алюминизированным майларом по всей длине достыковки с фотодетектором.

В качестве детектора сцинтилляционного сигнала был выбран недорогой и надежный малогабаритный фотоэлектронный умножитель ФЭУ-85 (диаметр фотокатода составляет 25 мм при длине колбы 107 мм) с сурьмяно-цезиевым фотокатодом, обладающим высокой спектральной чувствительностью и низким темновым током. Его временные и спектрометрические параметры хорошо изучены [5] и подходят для успешного решения поставленной задачи.

Светонепроницаемый алюминиевый корпус гадоскопа имеет квадратную форму. Внутри него вдоль каждой стороны размещены по 12 штук ФЭУ, разделенных тонкими перегородками из текстолита. Резистивные высоковольтные делители напряжения изготовлены по рекомендованной для этого типа ФЭУ схеме. Сопротивление каждого из них составляет около 2.2 МОм. Питание всех ФЭУ осуществляется от общего источника высокого напряжения. Для индивидуальной настройки каждого счетчика используются многооборотные потенциометры типа СП-37Б (1 Вт, 2.2 МОм), включенные последовательно с делителями. Они смонтированы на двух одинаковых печатных платах. Оси потенциометров выведены на переднюю панель разработанного для них модуля. Высокое напряжение от источника (в рабочем режиме составляет 1100 В) подается на разъем, установленный на задней панели этого модуля. Там же находятся два многоконтактных разъема типа РМ32, от которых питающие напряжения ФЭУ по многожильным кабелям передаются на два таких же разъема, смонтированных на корпусе гадоскопа. Высоковольтный источник и регулировочный модуль установлены в стойке электроники в домике с регистрирующей аппаратурой системы сбора данных, куда приходят сигналы с гадоскопа. Это техническое решение позволяет осуществлять подстройку отдельных каналов гадоскопа непосредственно при работе с пучком.

Важной особенностью гадоскопа является использование высокочувствительных формирователей НПФ-12, разработанных и изготовленных в ИФВЭ [6], размещенных близко к фотоэлектронным умножителям внутри корпуса. Данное решение позволило снизить их рабочие напряжения и, как следствие, уменьшить темновые токи и ослабить загрузочные эффекты. Тест со светодиодом показал, что при таком включе-

нии каждый канал гадоскопа может обеспечить регистрацию импульсов с частотой до 10 МГц без потери эффективности. С учетом того, что при наборе данных интенсивность пучка не превышает $3 \cdot 10^6$ частиц/с, отпадает необходимость в подпитке последних динодов ФЭУ. Питание всех формирователей осуществляется от источника напряжения отрицательной полярности номиналом 6 В, расположенного рядом с гадоскопом. Выходные сигналы формирователей выведены на разъемы СР-50, размещенные с двух сторон корпуса гадоскопа, и по коаксиальным кабелям с волновым сопротивлением 50 Ом поступают к регистрирующей аппаратуре системы сбора данных. Здесь они преобразуются в парафазные LVDS (low-voltage differential signaling) импульсы и приходят на входы время-цифрового преобразователя (ВЦП) ЕМ-4 в крейт-системы "ЕвроМИСС" [7]. Фотография гадоскопа со снятой крышкой, приведенная на рис. 1, наглядно иллюстрирует расположение всех его компонентов внутри корпуса.

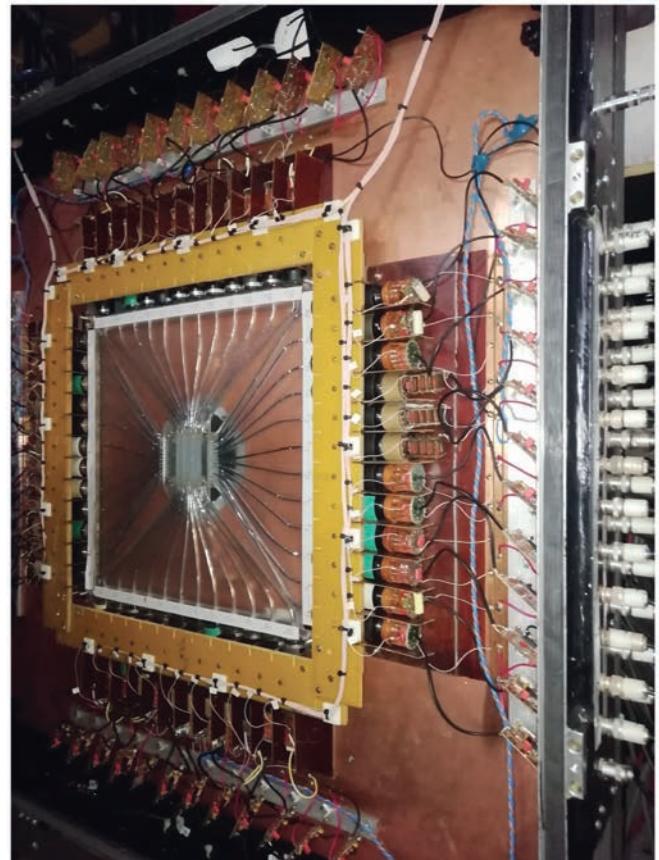


Рис. 1. Фотография двухкоординатного сцинтилляционного гадоскопа в составе экспериментальной установки СПАСЧАРМ на канале 14.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Были проанализированы данные, полученные в ходе тестового сеанса в декабре 2023 года на выведенном в канал 14 пучке протонов 50 ГэВ/с. Сигналы со всех детекторов установки регистрировались по общему триггеру, сформированному из совпадения сигналов от трех сцинтилляционных пучковых счетчиков.

На рис. 2 приведены суммарные спектры времени регистрации сигналов со всех каналов го-

скопа относительно триггера по координате x (рис. 2а) и по координате y (рис. 2б) во временном окне 200 нс.

Анализ результатов проводился для всех событий временных спектров во временном окне 20 нс (с 90 по 110 деления шкалы абсцисс). Профили пучка по обеим координатам гооскопа показаны на рис. 3.

На рис. 4 приведены нормированные распределения множественности — вероятностные распределения количества хитов в каждой из плос-

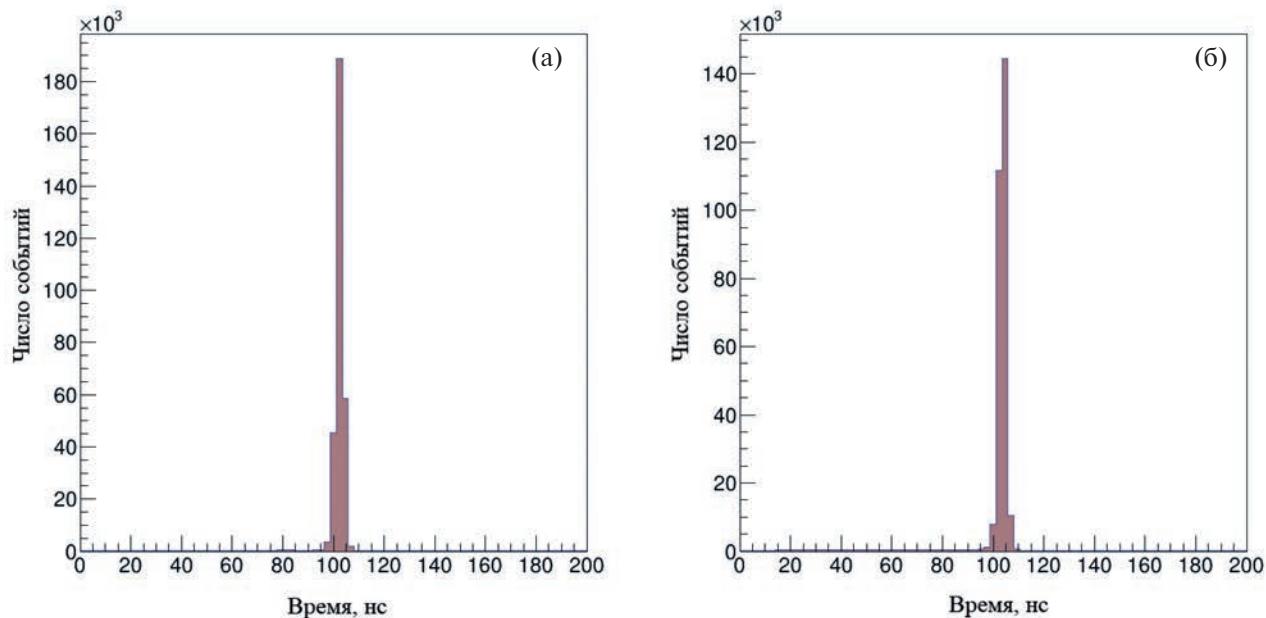


Рис. 2. Суммарные спектры времен регистрации сигналов со всех каналов гооскопа относительно триггера: а – по координате x , б – по координате y .

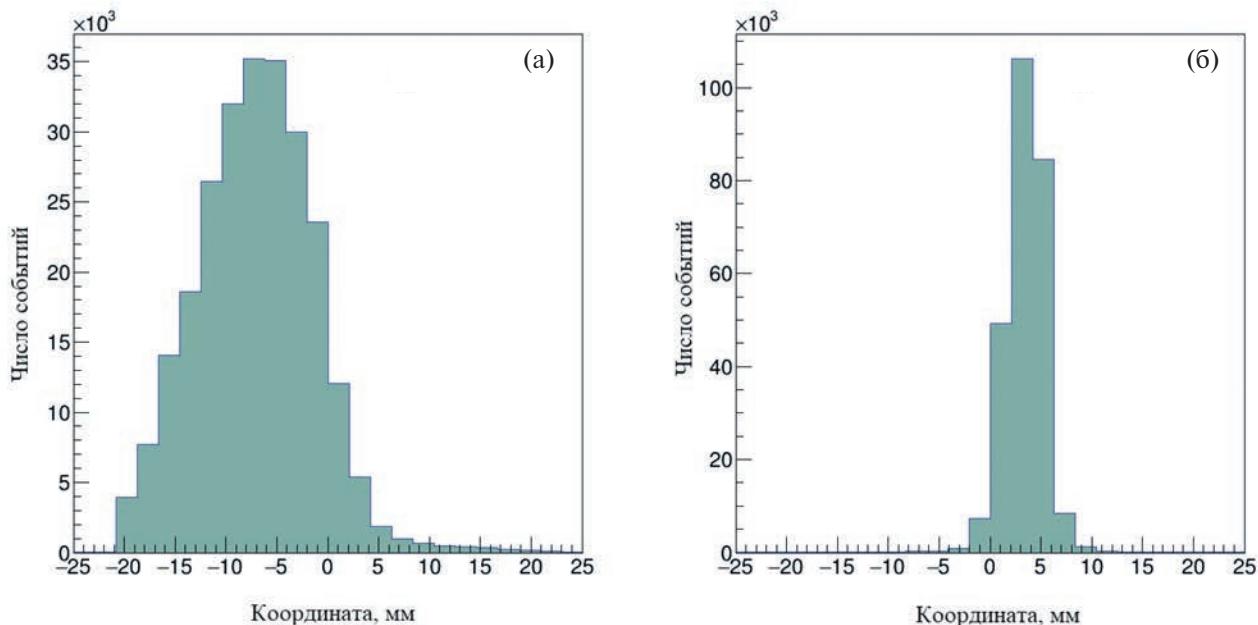


Рис. 3. Профили пучка – статистика числа событий в каналах гооскопа: а – по координате x , б – по координате y .

костей на один триггер в заданном временном окне. Из этих гистограмм следует, что неэффективность гадоскопа (нулевая множественность) составляет около 2.8% по координате x и около 2.0% по координате y . Если же при вычислении эффективности добавить условие обязательного наличия трека в центральной области пучка размером $10 \times 10 \text{ mm}^2$, восстановленного по другим

годоскопам установки, то для обеих плоскостей получается значение около 99%.

На рис. 5 показаны корреляции сигналов по двум координатам в каналах гадоскопа первой станции (горизонтальная ось) с сигналами от сцинтилляционного волоконного гадоскопа (вертикальная ось), расположенного далее по пучку на расстоянии 6.75 м.

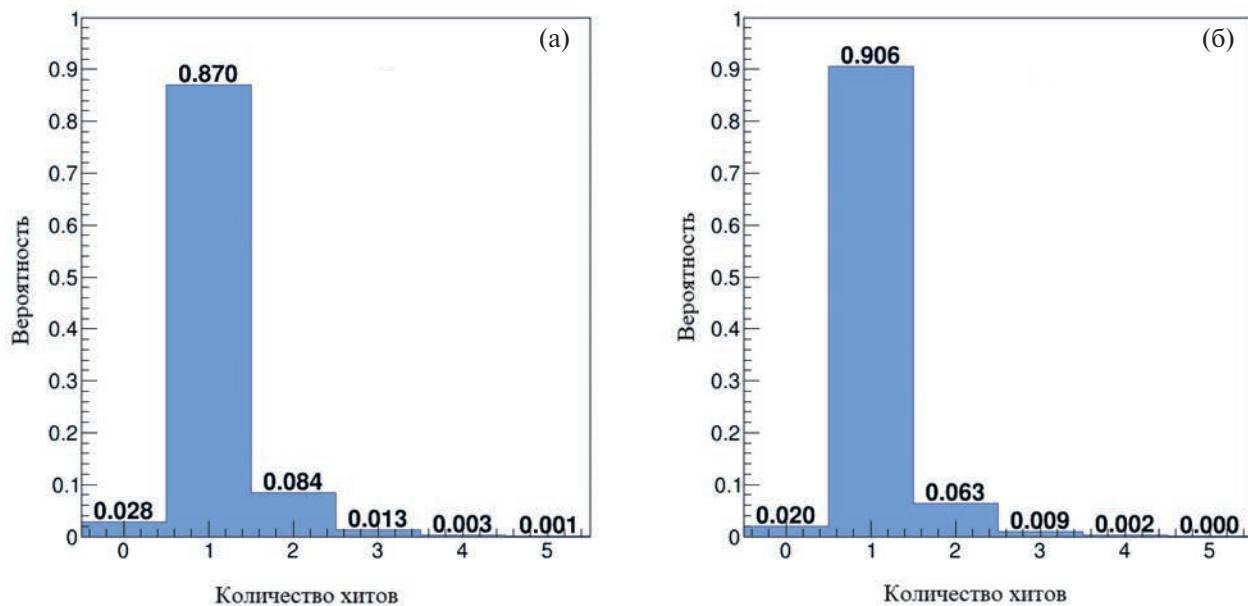


Рис. 4. Нормированные распределения множественности: **а** – по координате x , **б** – по координате y .

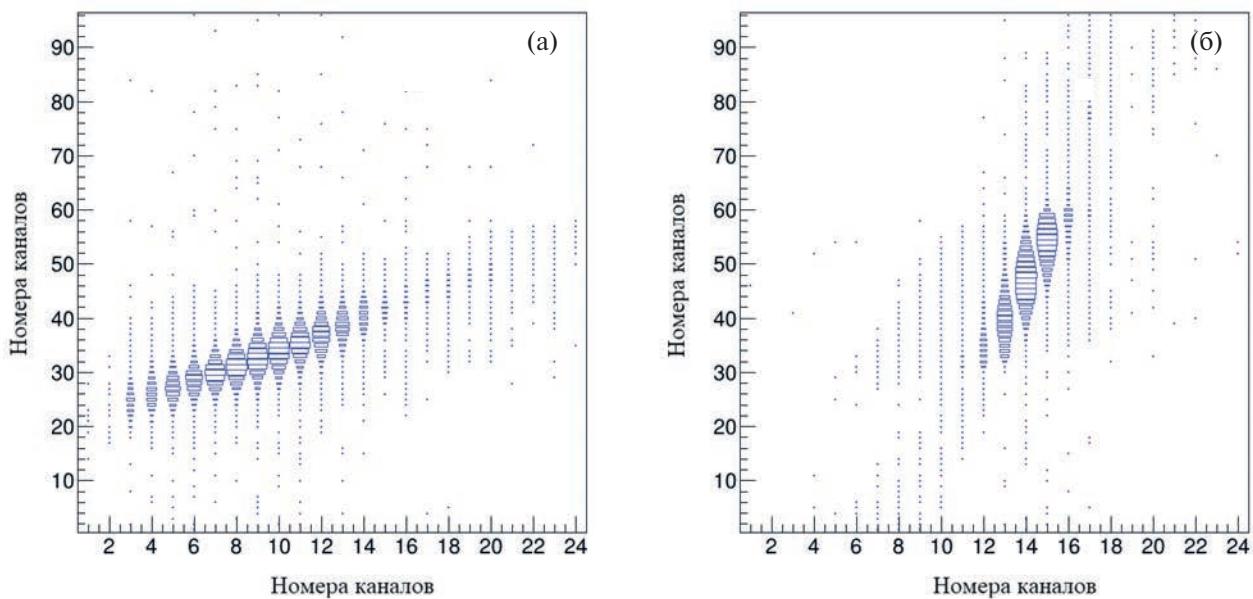


Рис. 5. Корреляции сигналов в каналах двух гадоскопов: **а** – по координате x , **б** – по координате y . По осям отложены номера каналов: по горизонтальным – гадоскопа первой станции, а по вертикальным – сцинтилляционного волоконного гадоскопа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в настоящей работе двухкоординатный сцинтилляционный годоскоп с шагом дискретизации 2 мм показал высокую надежность функционирования и стабильность параметров при работе в составе экспериментальной установки СПАСЧАРМ на выведенных пучках заряженных частиц ускорительного комплекса У-70. Эффективность каждой из плоскостей годоскопа выше 97%. Изготовленный полностью из отечественных компонентов в экспресс-мастерской физической лаборатории ИФВЭ, годоскоп обладает низкой стоимостью и простотой в обслуживании.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов выражает признательность администрации института за поддержку данной работы.

Искренняя благодарность адресуется В.А. Кормилицыну, который собрал представленный в работе годоскоп.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00164).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abramov V.V., Azhgirey I.L., Borisov A.A. et al. // Physics of Particles and Nuclei. 2023. V. 54. № 1. P. 69. <https://doi.org/10.1134/S1063779623010021>
2. Семенов П.А., Алексеев Г.Д., Алексеев И.Г. и др. // ПТЭ. 2024. № 6. С. 4.
3. Рязанцев А.В., Букреева С.И., Васильев А.Н., Горин А.М., Гончаренко Ю.М., Моисеев В.Б., Мочалов В.В., Семенов П.А. // ПТЭ. 2023. Т. 66. № 4. С. 48. <https://doi.org/10.31857/S0032816223030096>
4. Анокин В.Д., Беликов Н.И., Васильев А.Н. и др. // ПТЭ. 1998. № 4. С. 23.
5. Бондаренко В.Г., Григорьев В.А., Макляев Е.Ф., Рунцо М.Ф. // ПТЭ. 1975. № 4. С. 160.
6. Балдин Б.Ю. // ПТЭ. 1980. № 5. С. 137.
7. Букреева С.И., Емельянов Н.М., Исаев А.Н., Карпеков Ю.Д., Киселев Ю.С., Петров В.С., Сенько В.А., Солдатов М.М., Шаланда Н.А., Якимчук В.И. // ПТЭ. 2014. № 6. С. 23. <https://doi.org/10.7868/S003281621405005X>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.3.038.613;621.3.038.628

ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫЙ ГЕНЕРАТОР ИОНОВ ШИРОКОГО РЯДА ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ТЯЖЕЛОИОННОГО ИНЖЕКТОРА СИНХРОТРОНОВ

© 2025 г. А. Н. Балабаев^a, А. А. Васильев^a, Т. В. Кулевой^a, А. А. Лосев^a,
Ю. А. Сатов^a, И. А. Хрисанов^{a,*}, А. В. Шумшуро^a

^aНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

* e-mail: hrisanov@itep.ru, nrcki@nrcki.ru

Поступила в редакцию 21.07.2024 г.

После доработки 09.08.2024 г.

Принята к публикации 23.09.2024 г.

Описаны результаты первых экспериментов по генерации ионов из ряда химических элементов от легких до тяжелых на лазерно-плазменном источнике ионов, который входит в состав разрабатываемого в НИЦ “Курчатовский институт” тяжелоионного инжектора синхротронов. Источник базируется на CO₂-лазерной системе ФОКУС импульсно-периодического действия и включает в состав вакуумную мишенную камеру с дрейфовым пространством и высоковольтную систему экстракции и формирования пучка заряженных частиц. В работе описано устройство источника и приведены характеристики лазерного излучения и генерируемых ионных пучков Al, Fe и Bi, которые получены в результате совместной обработки данных времязадержки спектра частиц из плазменного потока и токовых характеристик экстрагированного ионного пучка. Высокая эффективность этого источника для получения интенсивных ионных пучков из широкого спектра элементов и возможность их оперативной смены могут быть успешно использованы в инжекторах синхротронов для комплексных исследований и тестирования электронной компонентной базы на радиационную стойкость.

DOI: 10.31857/S0032816225010046, EDN: GGMFTM

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение импульсных лазеров в источниках ионов существенно расширило традиционные сферы использования пучков ускоренных частиц в народном хозяйстве, такие как фундаментальные исследования в области релятивистской ядерной физики и физики высокой плотности энергии в веществе, проблемы терапии злокачественных опухолей, прикладные материаловедческие задачи и т. п. Среди последних все большую актуальность приобретают задачи исследований и контроля элементной базы электроники в условиях радиационной нагрузки разного рода, в частности, в потоках заряженных частиц широкого спектра масс и энергий. Синхротронный комплекс, способный моделировать такие условия, становится все более востребованным в связи с интенсивным использованием электронного оборудования на космических аппаратах.

Импульсные лазерные генераторы позволяют сконцентрировать излучение в малый объем и тем самым получить рекордные яркости света, что в приложении к созданию плазмы позволяет реализовать высокую плотность потока излучения на поверхности мишени и нагрев плазмы до температур, обеспечивающих генерацию пучков заряженных частиц с рекордными ионизационным состоянием и интенсивностью. Характерной особенностью такой схемы является возможность производить пучки малой длительности, например до единиц микросекунд, что требуется в ряде приложений. Другое техническое преимущество лазерных источников, происходящее из технологической схемы, связано с возможностью оперативной перестройки генерируемых пучков с одного сорта ионов на другой практически из всего ряда химических элементов. Такие качества лазерно-плазменных генераторов ионов делают их незаменимыми в составе инжекторов ускорителей при комплексных исследованиях по

воздействию ионных пучков на материалы и различные электронные элементы.

Использование CO₂-лазера в качестве излучателя придает лазерно-плазменному источнику ионов дополнительные преимущества из-за технической простоты CO₂-лазера и невысоких требований к оптическим элементам: стоимость установки относительно невысока даже в случае лазера частотного действия с высокой (не менее 100 Дж) выходной энергией. Производственные помещения для размещения CO₂-лазера также отличаются относительно низкими требованиями к классу чистоты, вибростойкости, термостабилизации и т. п. в соответствии с простой технологией лазера и большой длиной волны излучения, что снижает как капитальные затраты на строительство, так и эксплуатационные издержки.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ

Используемый в описанных экспериментах лазерно-плазменный генератор ионов (ЛПГИ) состоит из трех основных частей (рис. 1): лазер-

ного драйвера ЛД; вакуумной мишени камеры МК и высоковольтной системы экстракции СЭ.

В качестве лазерного драйвера создана система ФОКУС, представляющая собой глубокую модернизацию разработанного ранее опытного образца импульсно-периодического CO₂-лазера [1], направленную, во-первых, на развитие принципиальной лазерно-оптической схемы и тем самым на повышение пиковой мощности излучения устройства при неизменной энергетике накачки лазера; во-вторых, на устранение конструктивных недостатков опытного образца устройства, выявленных в процессе эксплуатации, с целью увеличения надежности и ресурса работы ЛПГИ.

Базовая физическая схема формирования импульса излучения в системе ФОКУС основана на нелинейных оптических эффектах при распространении излучения CO₂-лазера в резонансно-усиливающих и поглощающих средах. Эта схема впервые предложена в работе [2] и была развита с помощью численных расчетов и экспериментов с использованием идеи многосекционной конструкции поглощающей ячейки [3] для модификации формы фронта импульса зада-

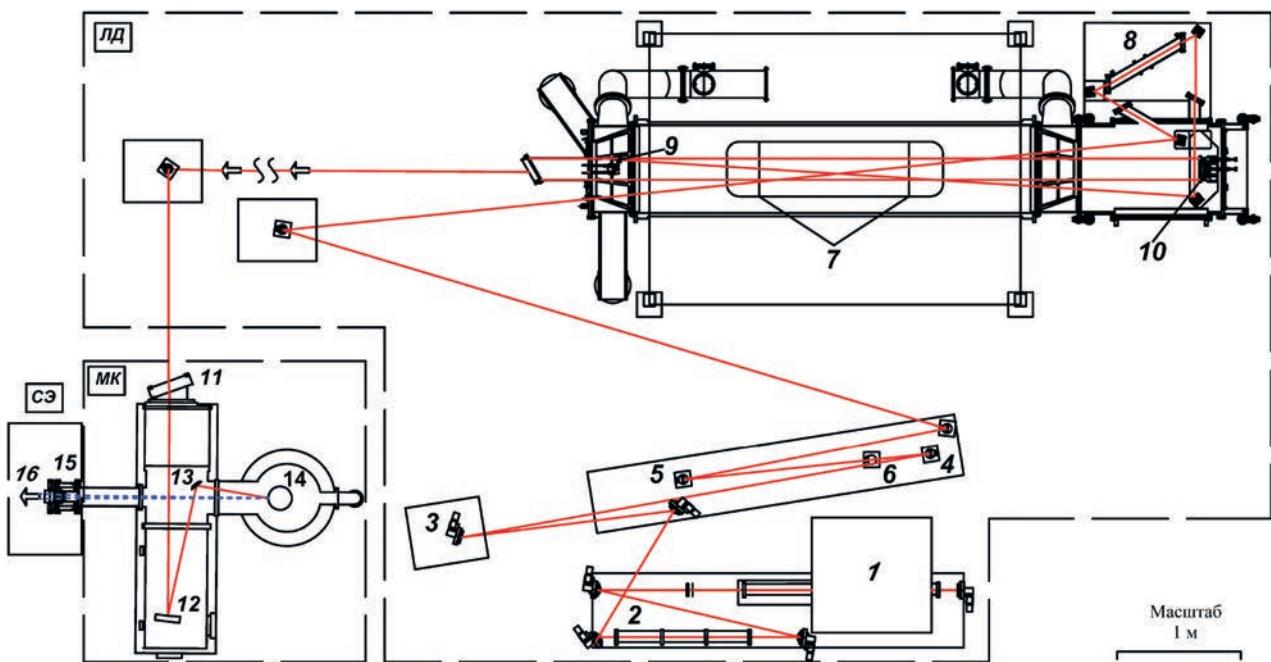


Рис. 1. Схема лазерно-плазменного генератора ионов: ЛД – лазерный драйвер – система ФОКУС, МК – мишени камера, СЭ – система экстракции, 1 – одномодовый одночастотный ЗГ, 2 – трехсекционная поглощающая ячейка ПЯ1, 3 – дифракционная решетка, 4 – короткофокусное зеркало ПФ, 5 – длиннофокусное зеркало ПФ, 6 – пространственный фильтр, 7 – активная среда широкоапертурного многопроходового усилительного модуля, 8 – односекционная поглощающая ячейка ПЯ2, 9 – выпуклое зеркало внеосевого конфокального телескопа, 10 – фокусирующее зеркало телескопа, 11 – входное окно вакуумной мишени камеры, 12 – фокусирующий объектив, 13 – плоское поворотное зеркало, 14 – цилиндрическая мишень, 15 – высоковольтная система экстракции, 16 – выходной ионный пучок.

ящего генератора (ЗГ). В схеме используется ячейка ПЯ1, состоящая из трех секций длиной по 30 см и наполняемая смесью $SF_6 + N_2$ по следующему закону: секция ПЯ1-1 – полное давление 1000 мбар, давление SF_6 0.4 мбар; ПЯ1-2 – 250 мбар, 0.8 мбар; ПЯ1-3 – 62.5 мбар, 1.6 мбар. Такой способ позволяет особым образом модифицировать закон нарастания излучения после ЗГ [4], вследствие чего импульс эффективно сокращается по длительности в процессе усиления.

Схема лазерного драйвера (ЛД) ФОКУС как составной части ЛПГИ приведена на рис. 1. Импульс излучения одномодового одночастотного ЗГ 1, который подробно описан в работе [5], работающий на линии Р(20) полосы генерации 10 мкм, модифицируется в трехсекционной резонансно-поглощающей ячейке ПЯ1 2, затем с использованием плоской дифракционной решетки 3 он направляется на пространственный фильтр (ПФ), представляющий собой диафрагму 6 с отверстием, которое располагается в фокусе конфокальной пары сферических зеркал 4, 5 (база телескопической пары $B = (R_1 + R_2) / 2$, где R_1 , R_2 – радиусы кривизны длиннофокусного и короткофокусного зеркал) и формирует распределение пучка, отрезая пространственные гармоники высокого порядка так, что на выходе пучок становится близким к гауссовому. Другая функция телескопической пары – увеличение диаметра пучка для оптимальных условий усиления (в данной схеме установлено увеличение $M = R_1 / R_2 = 3$).

Далее дифракционно расходящийся лазерный пучок с помощью системы плоских зеркал делает первый проход усилительной среды 7, затем – проход через поглощающую ячейку ПЯ2 8 длиной 70 см, наполняемую смесью $SF_6 + N_2$ до давления 150 мбар с содержанием SF_6 при давлении 4 мбар. Вторая ячейка участвует в формировании фронта нарастания излучения, а также выполняет роль развязки многопроходной схемы усиления, препятствуя возникновению паразитной генерации на рабочей длине волны вдоль оптической оси. После второго прохода усилителя пучок попадает на выпуклое зеркало 9 внеосевого (угол падения на малое зеркало не более 2°) кассегреновского телескопа (радиусы кривизны малого и большого зеркал соответственно 1632 и 11 000 мм) и, геометрически расширяясь, делает третий проход усилителя и падает на фокусирующее зеркало 10, после чего параллельный пучок диаметром 170 мм реализует финальный четвер-

тый проход, максимально заполняя активный объем.

Активная среда 7 усилительного модуля, подробно описанного в работе [6], создается накачкой колебательно-вращательных уровней молекул CO_2 в самостоятельном разряде газовой смеси $CO_2 / N_2 / He = 1.5 / 1 / 7.5$ при атмосферном давлении. Самостоятельный объемный разряд с предыонизацией рентгеновским пучком, конвертируемым из электронной пушки, формируется между профицированными электродами в промежутке сечением $17 \times 17 \text{ см}^2$ и длиной 125 см. Питание разряда осуществляется параллельно двумя восьмиступенчатыми модулями генератора импульсного напряжения (ГИН) Аркадьева–Маркса с амплитудой импульса напряжения в холостом ходу до 400 кВ. Системы ГИН и прокачки рабочей смеси через разрядный объем обеспечивают работу лазера с частотой повторения до 1 Гц.

Полученный опыт эксплуатации опытного образца лазерной схемы показал некоторые конструктивные недостатки устройства, ограничивающие непрерывный ресурс работы, которые учтены в действующей установке:

1) ячейка ПЯ2 вынесена из лазерного объема с целью устранения пробоя поверхностного слоя оптических окон лазерным излучением из-за загрязнения в потоке рабочей смеси газов и снижения их лучевой стойкости;

2) рабочая часть поверхности разрядных электродов выполнена из перфорированного листа нержавеющей стали толщиной 1 мм с сотовой структурой отверстий для максимальной прозрачности электрода (в нижнем электроде для прохождения рентгеновского пучка предыонизатора, а в верхнем – для минимизации отражения лазерного излучения от поверхности электрода) взамен латунной сетки сравнимой прозрачности, что полностью исключило прогорание электрода от случайных локальных дуговых образований;

3) в конструкцию ГИН питания разряда усилительного модуля внесены изменения по замене рабочих емкостей 0.1 мкФ с рабочим напряжением до 50 кВ на аналогичные по номиналу элементы на 100 кВ, что повышает расчетный ресурс работы ГИН до 10^6 выстрелов.

Выходной пучок лазерной системы диаметром $D = 170$ мм направляется системой плоских зеркал через вакуумное оптическое окно 11 в МК, где располагается фокусирующая схема,

состоящая из сферического зеркала 12 с относительным отверстием $F/D \approx 8.8$ и вспомогательного плоского зеркала 13. Система позволяет сконцентрировать излучение лазерного пучка на поверхность мишени цилиндрической формы под углом около 5° к нормали поверхности, что минимизирует зеркальное отражение от мишени, возвращающееся в лазерную схему, и тем самым снижает обратную связь между мишенью и активной средой. Такая обратная связь может приводить к паразитной генерации усиливательной линейки и дополнительной лучевой нагрузке на оптические элементы лазера. Для получения наиболее стабильных воспроизведенных условий генерации ионов цилиндрическая мишень поворачивается и смещается вдоль оси вращения на небольшой угол после акта облучения, так что каждый последующий импульс излучения приходится на свежий участок мишени.

Используемые в оптической схеме отражающие элементы выполнены из меди М0б, рабочие поверхности которых, напыленные золотом, обладают достаточно высокой лучевой прочностью. Прозрачные элементы из поликристаллического селенида цинка просветлены на 10.6 мкм. Фокусирующие поверхности оптических элементов имеют сферическую форму. Наклонные падения луча в неосевом телескопе усилительной схемы и фокусирующем объек-

тиве мишенней камеры практически не приводят к аберрациям из-за больших радиусов кривизны зеркал.

Мишеннная камера более детально показана на рис. 2. Фокусировка лазерного пучка 1 на поверхности мишени в вакуумной камере 2 приводит к образованию плазмы на поверхности мишени и ее последующему нагреву лазерным излучением до высоких температур и разлету в вакуум. Разлет происходит преимущественно по нормали к поверхности мишени, вдоль которой располагается ось времяпролетной трубы 3, куда расширяется плазменный поток материала мишени. На дрейфовом расстоянии, определяемом требованиями к длительности и плотности тока ионного пучка, устанавливается высоковольтная система экстракции 4 (СЭ, 15 на рис. 1), с помощью которой происходит разделение зарядов плазмы и формируется ионный пучок 5 (16 на рис. 1).

В описываемой установке для формирования ионного пучка использовалась трехэлектродная система, показанная на рис. 3. Плазменная струя 1, проходя дрейфовое расстояние 1935 мм от мишени, попадает на первый конфигурированный экстракционный электрод 2 с осевым отверстием диаметром 15 мм, находящийся под положительным потенциалом, который регулируется в диапазоне 0–70 кВ. Под тем же потенциалом находится МК с вакуумным оборудованием

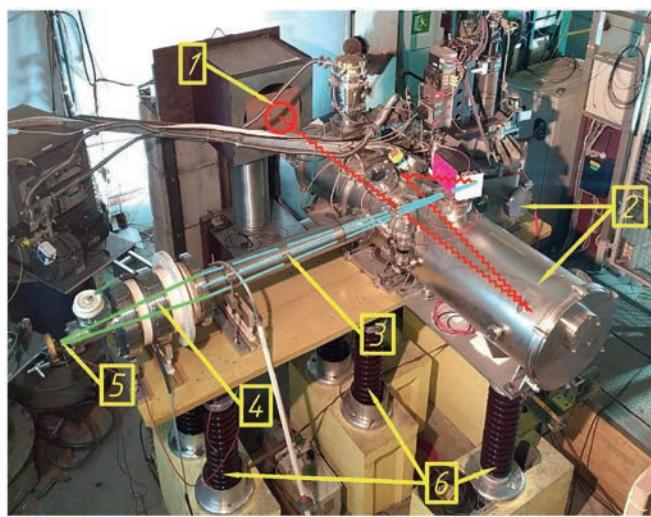


Рис. 2. Общий вид мишенней камеры и системы экстракции: 1 – лазерный пучок, 2 – вакуумная мишеннная камера, 3 – дрейфовая труба, 4 – высоковольтная система экстракции, 5 – ионный пучок, 6 – высоковольтные изоляторы. Волнистой линией показан ход лазерного луча, штриховой – плазменная струя материала мишени, сплошной – ход ионного пучка.

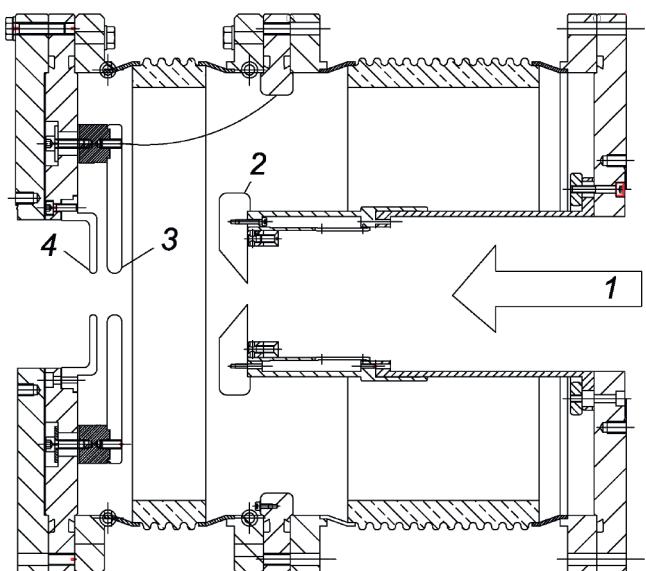


Рис. 3. Трехэлектродная система высоковольтной экстракции: 1 – плазменный поток, 2 – первый электрод под положительным потенциалом, 3 – средний электрод под отрицательным потенциалом, 4 – третий заземленный электрод.

и драйвером мишени, которые установлены на высоковольтных изоляторах 6 (рис. 2). На расстоянии 40 мм от первого размещается второй электрод 3 плоской формы с осевым отверстием диаметром 26 мм под отрицательным потенциалом, настраиваемым в диапазоне ($0 \div -20$) кВ. Третий плоский земляной электрод 4 с диаметром осевого отверстия 26 мм размещен с зазором 7 мм от второго, он завершает схему формирования профиля ионного пучка.

Форма импульса на выходе лазерной системы записывается в каждом выстреле с помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO 5104 с детектора типа photon-drag (PD-30), установленного в луче, отраженном от входного окна мишленной камеры и сфокусированном в апертуру 30 мм кристалла PD-30. Измеряемый сигнал калибровался по мощности излучения путем предварительного измерения энергии импульса термопарным приемником Scientech 38-0802. Временное разрешение PD-30 по оценке из электрических характеристик не хуже 1 нс, полоса регистрации осциллографа 1 ГГц с дискретностью записи 100 пс.

На рис. 4 приведены результаты статистической обработки данных лазерного импульса на выходе усилителя в процессе проведения изме-

рений энергетического спектра: средние значения пиковой мощности (а), полной энергии (б) и длительности на полувысоте (в) составили соответственно 6.25 ± 0.55 ГВт, 105.3 ± 6.3 Дж, 13.9 ± 1.7 нс с аппроксимацией нормальным

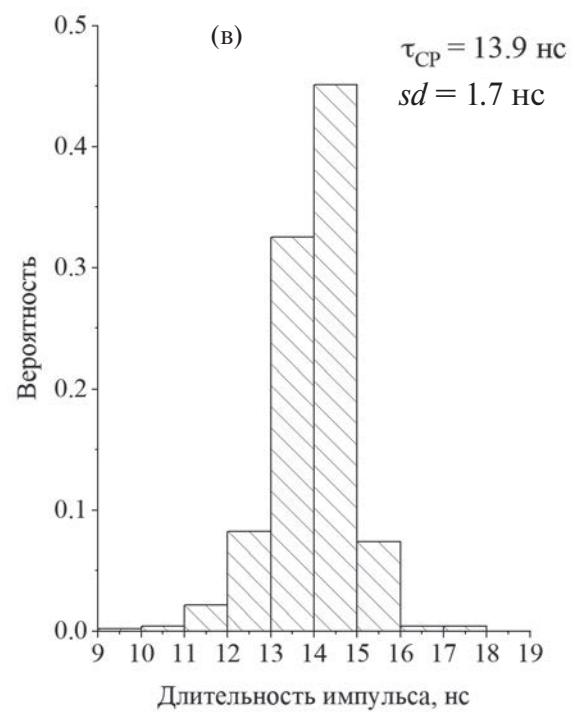
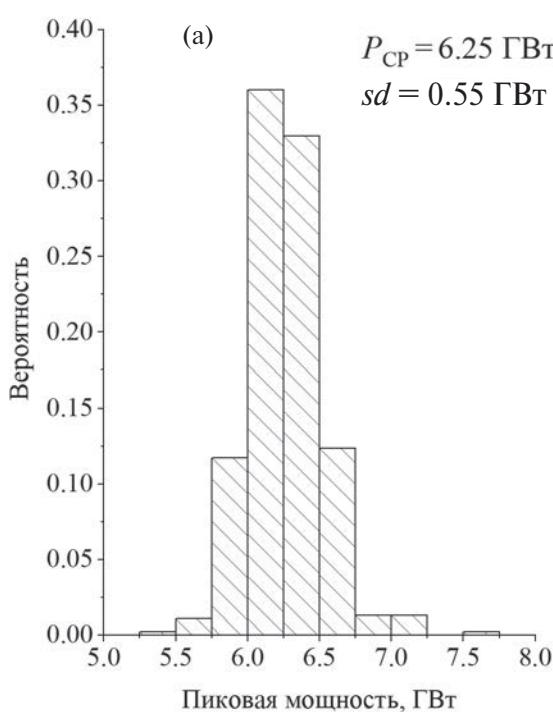
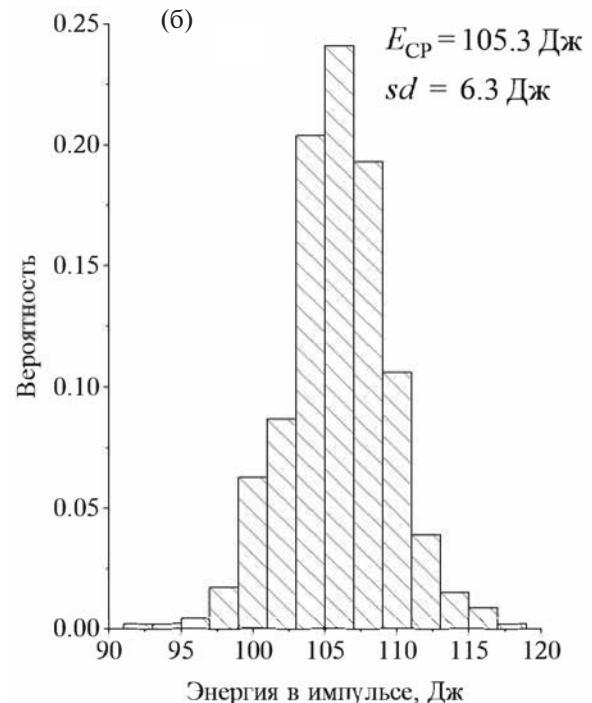


Рис. 4. Данные статистической обработки характеристик лазерного импульса на выходе системы ФОКУС по тесту длительностью 2 ч с частотой повторения 1/16 Гц: **а** – пиковая мощность импульса, **б** – полная энергия, **в** – длительность на полувысоте.

распределением данных. Данные получены в процессе двухчасовой работы системы ФОКУС с частотой повторения импульсов 1/16 Гц. Такой режим задается условиями измерения спектра разлета ионов и определяется конечной скоростью откачки мишенной камеры для восстановления необходимого уровня вакуума после акта облучения мишени, а также скоростью сбора необходимого объема данных за выстрел при измерении энергетического спектра разлета ионов.

Типичная форма импульса в шкале мощности излучения приведена на рис. 5. Длительность импульса на полувысоте равна $\tau_{1/2} = 13.9 \pm 1.7$ нс с фронтом нарастания $\tau_\phi \approx 4$ нс по уровню 0.1–0.9. Последняя характеристика является важной для генерации многозарядных ионов, поскольку она определяет эффективность нагрева плазмы и достижение максимальной степени ионизации в условиях сравнимого по динамике процесса разлета ионов из горячей области. В описанных здесь экспериментах лазерный выход ограничивался по пиковой мощности до 1.5 ГВт на входе в мишенную камеру путем диафрагмирования пучка проходным отверстием диаметром 90 мм.

Распределение плотности энергии 1 и энергосодержание в пучке 2 перед фокусирующими объективом мишенной камеры ($F = 1500$ мм) (а)

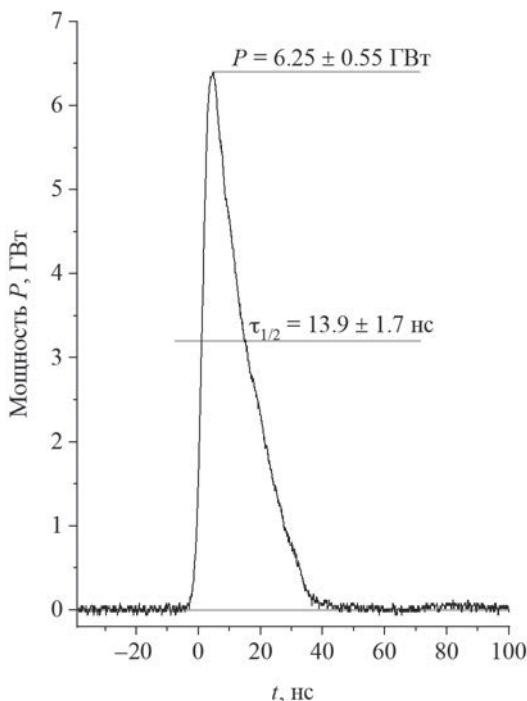


Рис. 5. Типичная форма импульса на выходе системы ФОКУС.

и в фокальной плоскости (б), полученные путем дифракционного расчета распространения излучения в аксиальном приближении по программе, описанной в работе [1], показаны на рис. 6. Здесь полная энергия $E_0 = 19$ Дж и максимальная плотность энергии пучка $e_0^1 = 0.96$ Дж/см², а максимальная плотность энергии в фокусе пятна $e_0^2 = 4.4 \cdot 10^4$ Дж/см².

Сделаем оценку эффективной плотности потока q_{CP} , при которой проведены описанные в работе эксперименты по генерации ионов: возьмем временной интервал и пространственную границу пучка по уровню 0.1 плотности потока, тогда усредненная величина $q_{CP} \approx 3.6 \cdot 10^{11}$ Вт/см², что соответствует временному интервалу (-1,32) нс на осциллограмме импульса и диаметру пятна 320 мкм на пространственной форме. Действующее ее значение, по-видимому, ниже из-за теплопроводности в периферийную область нагрева. Заметим, что часто используемая оценка плотности потока для характеристики

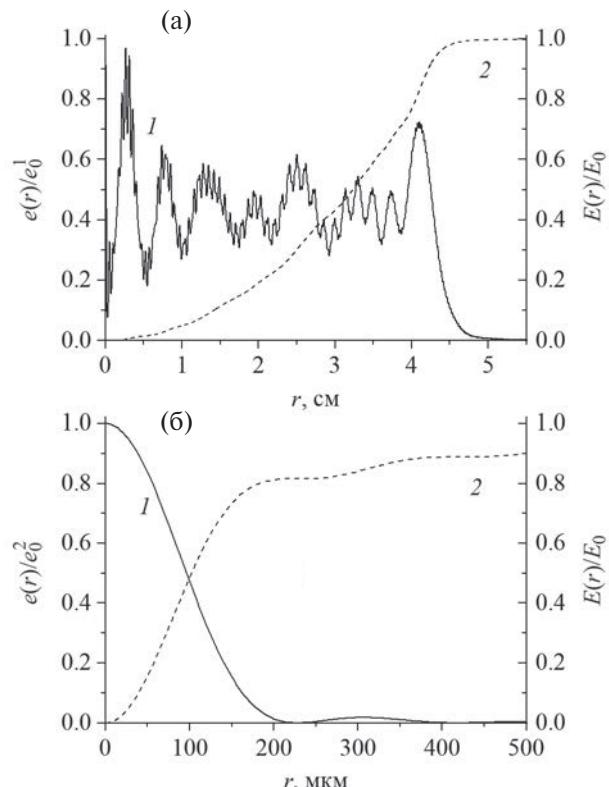


Рис. 6. Пространственный профиль (1, левая шкала) и энергосодержание (2, правая шкала) лазерного пучка перед мишенной камерой (а) и в фокальной плоскости (б), где $E_0 = 19$ Дж – полная энергия пучка, $e_0^1 = 0.96$ Дж/см² – максимальная плотность энергии пучка, $e_0^2 = 4.4 \cdot 10^4$ Дж/см² – максимальная плотность энергии в фокальном пятне.

условий облучения мишени по максимальному значению в пике импульса и центральной части фокального пятна составляет $q_0 \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$, что существенно выше усредненного значения.

Для исследования энергетического спектра разлета ионов использовался времяяпролетный электростатический цилиндрический дефлектор с углом разворота 90° , подробно описанный в работе [7], который устанавливался вместо системы экстракции. Дрейфовое расстояние от мишени до регистратора, в качестве которого использовался вакуумный электронный умножитель (ВЭУ) Electronic Tubes Ltd 143EM, составляло 3620 мм. Первичные данные из сигналов анализатора во всем диапазоне дискретных энергий настройки анализатора E ($E = GzU_0$, где $G = 20$ – геометрический фактор анализатора, z – заряд иона, U_0 – напряжение на пластинках дефлектора) записывались в режиме реального времени и обрабатывались с помощью компьютерного кода, включая идентификацию наблюдаемых ионных сигналов, их усреднение по 10 измерениям для каждой точки настройки, интерполяцию и получение требуемых характеристик ионов отдельных зарядностей.

На рис. 7 показана типичная осциллограмма для ионов висмута, полученная при энергии настройки E [кэВ] = $4z$, где ионы висмута наиболее представлены по амплитуде. На следу-

ющем этапе восстановления характеристик ионных потоков в тех же условиях облучения проводились измерения полного тока ионов за системой экстракции, после чего усредненные значения использовались для нормировки парциальных токов в абсолютных единицах. В результате вычислялись плотности частиц на заданном дрейфовом расстоянии и в заданном временном интервале. На рис. 8 приведена типичная осциллограмма полного тока ионов висмута в серии 25 измерений, полученная при потенциалах на первом и втором экстракционных электродах +62 кВ и -5 кВ соответственно; разброс показан с учетом стандартных отклонений экспериментальных данных.

Данные на рис. 7, 8 иллюстрируют характерные особенности генерации ионов в лазерной плазме: а) спектр ионов содержит, по крайней мере, две группы ионов, высокоэнергетическую и низкоэнергетическую [8] (см. рис. 8а), которые отражают временной ход интенсивности лазера и пространственную форму пятна фокусировки, при максимальных плотностях потока, соответствующих пикиной интенсивности импульса лазера и центральным областям фокального пятна, генерируется наиболее быстрая часть ионного пучка; б) по мере роста среднего заряда генерируемых ионов растет и их энергия (см. рис. 7), т. е. высокоенергетическая

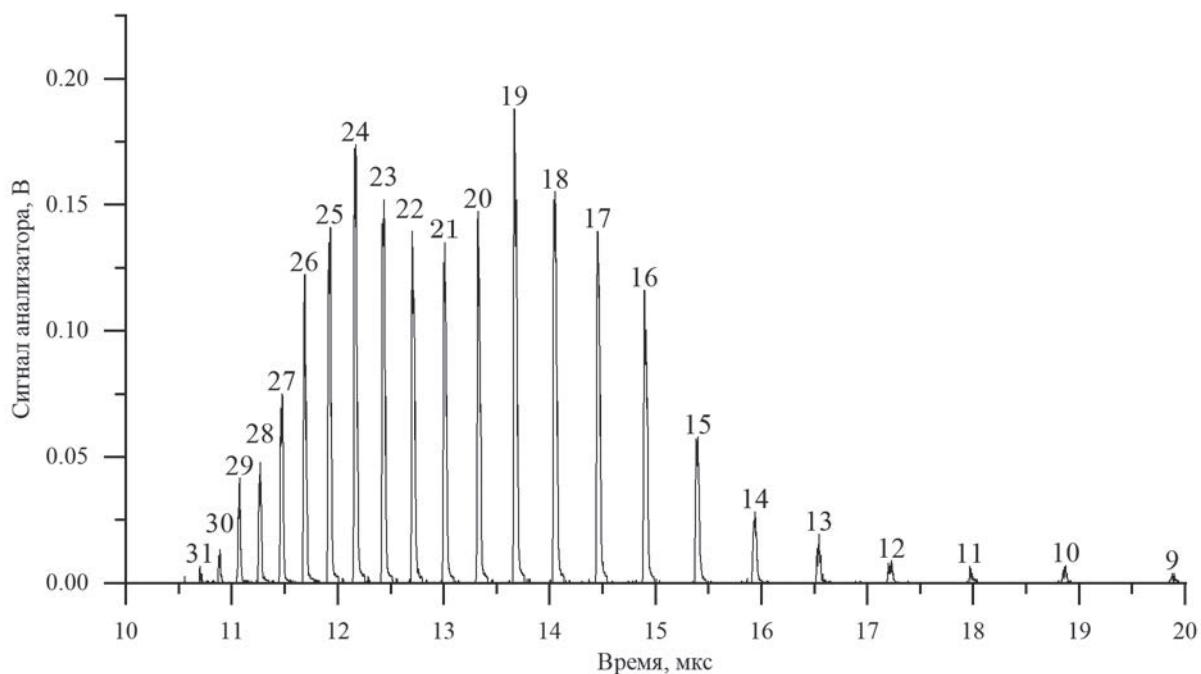


Рис. 7. Сигналы анализатора ионов Ві при энергии настройки E [кэВ] = $4z$, где амплитуды сигналов ВЭУ были максимальны. Нулевое значение временной шкалы – момент начала облучения мишени, длина дрейфа 3620 мм.

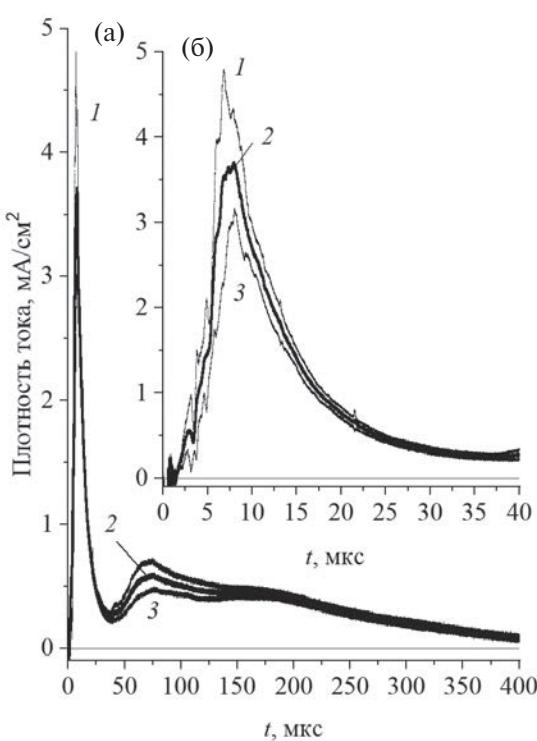


Рис. 8. Усредненная форма плотности полного тока ионов висмута (кривая 2) и стандартные отклонения (кривые 1 и 3). Длина дрейфа 1935 мм: **а** – обзорная шкала, **б** – интервал прилета высокоэнергетических ионов.

“головка” ионного пучка образована преимущественно частицами с высокими степенями ионизации.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНОВ Al, Fe И Bi НА ВЫХОДЕ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ГЕНЕРАТОРА

Далее приведены практические интересные характеристики ионов Al, Fe и Bi, полученные в описанных выше условиях облучения и экстракции при фиксированной плотности лазерного потока. Это обеспечивает наиболее простую конфигурацию источника, управление им при смене исследуемого элемента сводится только к подстройке энергии ионов на входе в линейный ускоритель RFQ, которая для разрабатываемого инжектора-линейного ускорителя по предварительным расчетам составляет 9 кэВ/нуклон и складывается из начальной энергии разлета ионов и энергии, приобретаемой при ускорении в системе экстракции.

Другой кардинальный параметр линейного ускорителя RFQ – отношение энергии ускоряемых ионов к их заряду – предполагается

настраиваемым в интервале 4–8 кэВ/заряд, что определяет выбор сорта ионов, отбираемых из источника: для ионов висмута зарядностью выше 26, железа – в интервале 7–14, алюминия – в интервале 4–7.

На рис. 9 приведен вид восстановленного энергетического спектра ионов висмута с зарядностями, которые являются кандидатами для ускорения в разрабатываемом инжекторе. Точками показан дискретный ряд энергий настройки анализатора в процессе измерений. Как видно, энергия разлета основной массы ионов находится в интервале 70–250 кэВ, средняя энергия ионов из ряда Bi^{27+} – Bi^{30+} оценивается как 155, 177, 189 и 200 кэВ соответственно. Таким образом, при использовании в инжекторе, например, иона Bi^{27+} необходимо приложить ускоряющее напряжение 63.9 кВ на первом экстракционном электроде. Те же данные на рис. 9 представлены в виде плотности парциальных токов, которые для перечисленных выше ионов оцениваются по пищевым амплитудам как 0.5, 0.4, 0.3 и 0.15 mA/cm^2 соответственно. Подсчет плотности частиц во временном интервале 5 мкс дает значения, приведенные на рис. 10.

Аналогичные данные приведены на рис. 11–13 для ионов Fe^{10+} , Fe^{11+} , Fe^{12+} и Fe^{14+} и на рис. 14–16

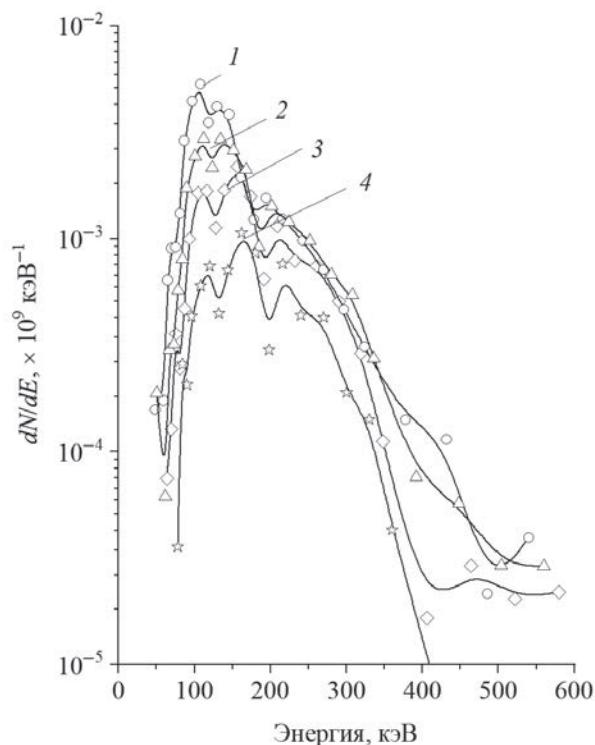


Рис. 9. Энергетический спектр ионов висмута: 1 (o) – Bi^{27+} , 2 (Δ) – Bi^{28+} , 3 (\diamond) – Bi^{29+} , 4 (\star) – Bi^{30+} .

для ионов Al^{4+} , Al^{5+} , Al^{6+} и Al^{7+} . Средняя энергия в наблюдаемом диапазоне составила для ионов железа соответственно 15, 10, 7.5 и 5 кэВ, а для

ионов алюминия – соответственно 2.2, 1.8, 1.8 и 1.21 кэВ. Амплитуды плотности парциальных токов оцениваются как 0.4, 0.8, 2.1 и 9.1 mA/cm^2

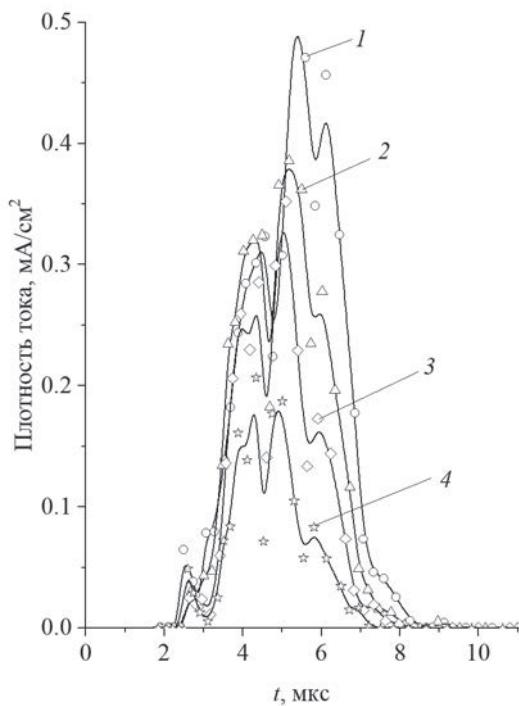


Рис. 10. Парциальные токи ионов висмута, получаемые за системой экстракции: 1 (○) – Bi^{27+} , 2 (Δ) – Bi^{28+} , 3 (◊) – Bi^{29+} , 4 (☆) – Bi^{30+} .

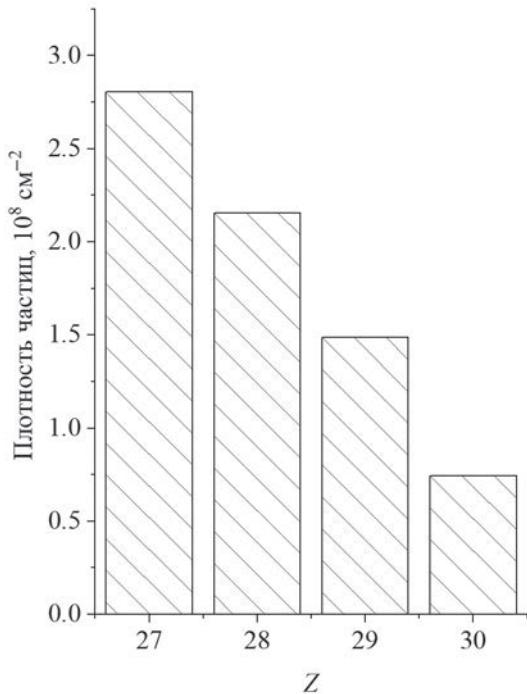


Рис. 11. Плотность числа ионов висмута в интервале 5 мкс.

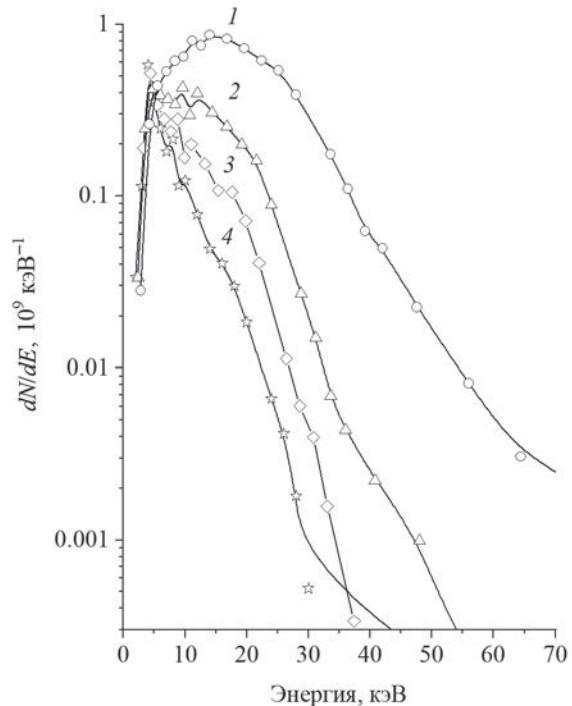


Рис. 12. Энергетический спектр ионов железа: 1 (○) – Fe^{14+} , 2 (Δ) – Fe^{12+} , 3 (◊) – Fe^{11+} , 4 (☆) – Fe^{10+} .

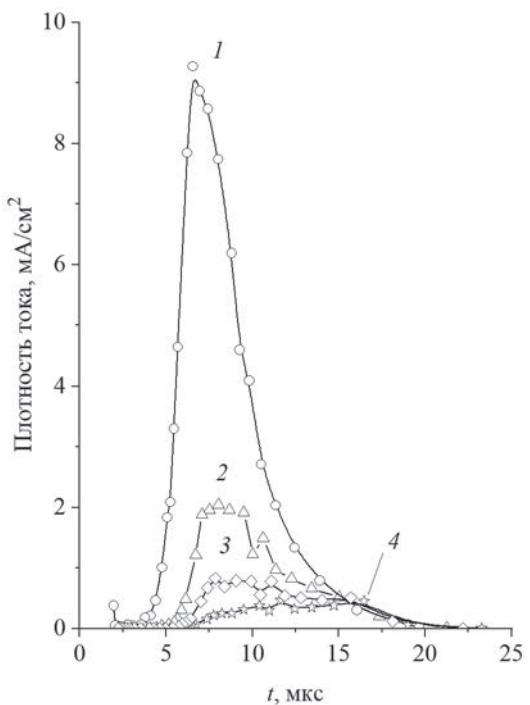


Рис. 13. Парциальные токи ионов железа, получаемые за системой экстракции: 1 (○) – Fe^{14+} , 2 (Δ) – Fe^{12+} , 3 (◊) – Fe^{11+} , 4 (☆) – Fe^{10+} .

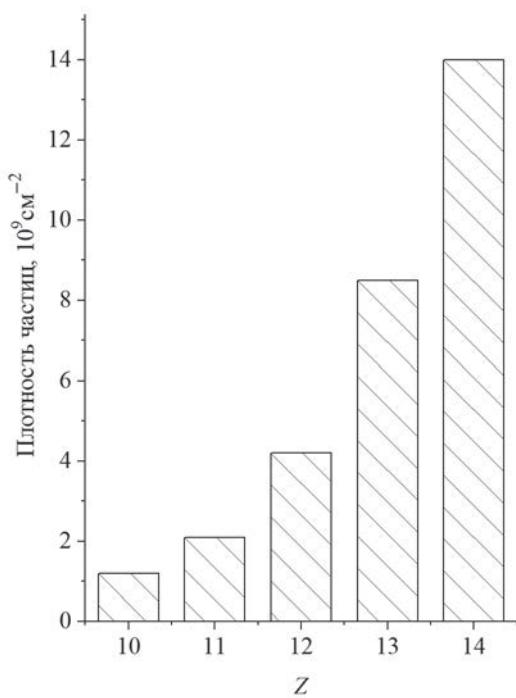


Рис. 14. Плотность числа ионов железа $\text{Fe}^{10+} \div \text{Fe}^{14+}$ в интервале 5 мкс.

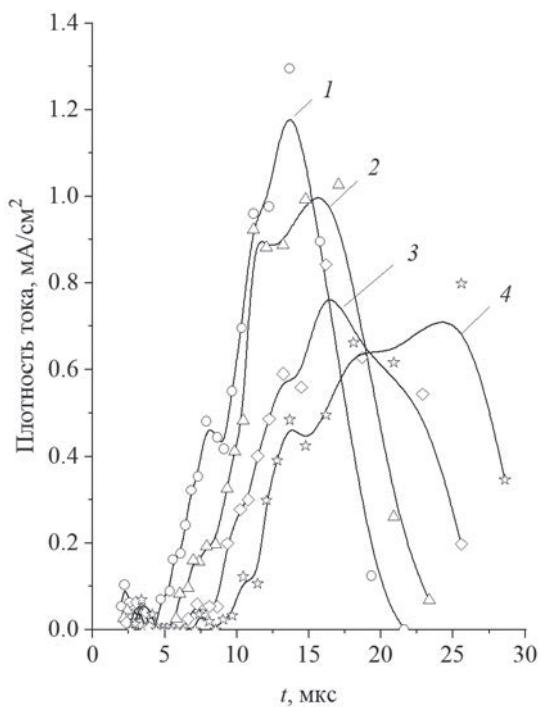


Рис. 16. Парциальные токи ионов алюминия, получаемые за системой экстракции: 1 (○) – Al^{7+} , 2 (Δ) – Al^{6+} , 3 (\diamond) – Al^{5+} , 4 (\star) – Al^{4+} .

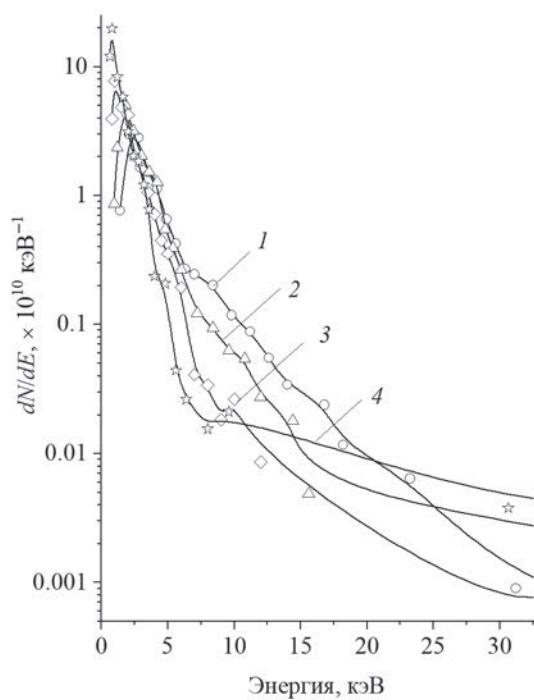


Рис. 15. Энергетический спектр ионов алюминия: 1 (○) – Al^{7+} , 2 (Δ) – Al^{6+} , 3 (\diamond) – Al^{5+} , 4 (\star) – Al^{4+} .

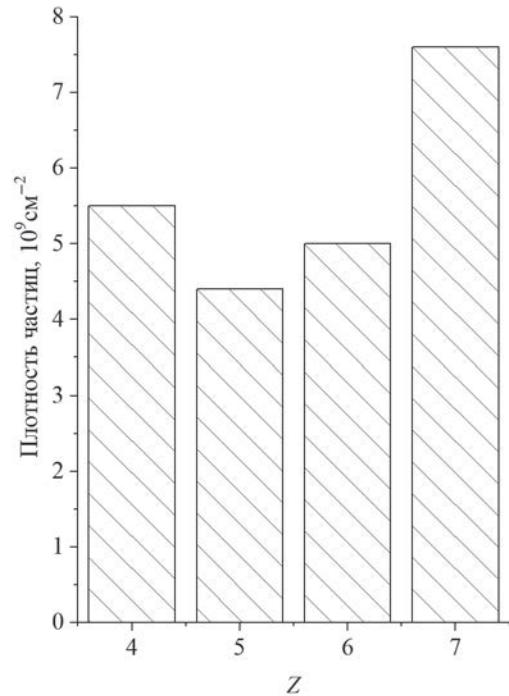


Рис. 17. Плотность числа ионов алюминия $\text{Al}^{4+} \div \text{Al}^{7+}$ в интервале 5 мкс.

для ионов железа и 0.7, 0.8, 1.0 и 1.21 мА/см² для ионов алюминия соответственно. Плотности частиц показаны на рис. 14, 17 соответственно.

Оценка плотности частиц на длине экстракции в интервале времени 5 мкс для иона Bi²⁷⁺ равна $2.8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, для ионов Fe¹⁴⁺ – $1.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, для ионов Al⁷⁺ – $7.6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

Полученные результаты по характеристикам генерируемых ионов в лазерно-плазменном источнике Курчатовского комплекса теоретической и экспериментальной физики НИЦ “Курчатовский институт” (ККТЭФ НИЦ КИ) позволяют рассчитать необходимые параметры ионов на входе в линейный ускоритель RFQ разрабатываемого инжектора частиц. Он отличается от описанной в этой работе конфигурации дрейфовой длиной, которая уменьшена до 1650 мм. Такие входные параметры ионов висмута, железа и алюминия приведены в табл. 1 с учетом сокращения временного интервала использования ионного пучка до 3 мкс.

Таблица 1. Входные параметры ионов Bi, Fe и Al в условиях сокращения временного интервала использования ионного пучка до 3 мкс

Тип иона	Средняя энергия, кэВ/нуклон	Напряжение экстракции, кВ	Плотность частиц, 10^9 см^{-2}
Bi ³⁰⁺	0.957	56	0.04
Bi ²⁹⁺	0.904	58.3	0.12
Bi ²⁸⁺	0.847	60.9	0.18
Bi ²⁷⁺	0.742	63.9	0.27
Fe ¹⁴⁺	0.268	35.1	13.4
Fe ¹²⁺	0.179	41.4	4.0
Fe ¹¹⁺	0.134	45.3	2.0
Fe ¹⁰⁺	0.089	50.1	1.2
Al ⁷⁺	0.081	34.6	7.3
Al ⁶⁺	0.067	40.4	4.8
Al ⁵⁺	0.070	48.4	4.2
Al ⁴⁺	0.044	60.7	5.3

Полученные данные позволяют провести более детальные расчеты структуры линейного ускорителя-инжектора.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описаны устройство и параметры источника ионов, предназначенного для инже-

ктора частиц из широкого ряда элементов различной массы. Важной особенностью инжектора по техническим требованиям является оперативность в перестройке типа генерируемых ионов из всего ряда элементов от легких до тяжелых.

В качестве примера из этого ряда элементов тестились мишени из алюминия, железа и висмута, которые облучались при постоянном потоке лазерного излучения на мишени, уровень которого выбирался из критерия достижения достаточной ионизации ионов наиболее тяжелого элемента, которым в наших экспериментах являлся висмут. Было обнаружено, что при уровне мощности лазера примерно 1.5 ГВт и фокусировке излучения на мишень длиннофокусным объективом с параметром $F/D \approx 8$ достигается уровень ионизации плазмы с достаточно высоким содержанием иона Bi²⁷⁺, подходящего для дальнейшего ускорения в инжекторе. Для наибольшего упрощения технологии генерации ионов меньшей массы достигнутый уровень мощности лазера оставался неизменным, что максимально упрощало процесс переключения с одного элемента на другой. В таком режиме для смены типа генерируемого иона требовалась только смена мишени и напряжения экстракции для установления оптимальной энергии ионного пучка на входе в линейный ускоритель RFQ.

Проведенные измерения показали, что тестируемая технология облучения и генерации ионов оказывается вполне эффективной с точки зрения генерации легких ионов, несмотря на то что при высоких плотностях излучения на мишени снижается полное число ионов требуемой для ускорения зарядности. Дело в том, что одним из требований к ионному пучку от источника является фиксированная его длительность достаточно малой величины. При сохранении высокой плотности потока облучения длительность пучков легких ионов сохраняется минимальной, что в пересчете на количество частиц в пучке требуемой длительности приводит к достаточно высоким показателям, удовлетворяющим требованиям к ускорительной схеме. На это указывают числа ионов железа и алюминия, полученные в описанных тестовых экспериментах.

В целом показано, что продемонстрированная технологическая схема лазерно-плазменного источника ионов удовлетворяет требованиям, сформулированным для разрабатываемого инжектора частиц в синхротрон.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках тематического плана ККТЭФ НИЦ КИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Satov Yu., Sharkov B., Haseroth H., Smakovskiy Yu., Makarov K., Kondrashev S., Roerich V., Stepanov A., Kugler H., Scrivens R., Camut O., Shumshurov A., Balabaev A., Charushin A. // J. Russ. Laser Res. 2004. V. 25. № 3. P. 205.
<https://doi.org/10.1023/b:jorr.0000026779.64230.19>
2. Макаров К.Н., Малюта Д.Д., Нищук С.Г., Перух В.К., Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б., Степанов А.Е., Хоменко С.В. // КЭ. 2001. Т. 31. № 1. С. 23.
<https://doi.org/10.1070/QE2001v031n01ABEH001885>
3. Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б. Патент на изобретение № 2 653 568 РФ // Опубл. 11.05.2018.
4. Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шумиуров А.В., Балабаев А.Н., Лосев А.А. Препринт ИТЭФ № 1–16, М., 2016.
5. Сатов Ю.А., Шарков Б.Ю., Алексеев Н.Н., Шумиуров А.В., Балабаев А.Н., Савин С.М., Белокуроев А.Д., Хрисанов И.А., Макаров К.Н. // ПТЭ. 2012. № 3. С. 107.
<http://dx.doi.org/10.1134/S0020441212020108>
6. Satov Yu., Sharkov B., Smakovski Yu., Makarov K., Stepanov A., Roerich V., Kondrashev S., Shumshurov A., Balabaev A. // J. Russ. Laser Res. 2004. V. 2. № 6. P. 524.
<http://dx.doi.org/10.1023/B:-JORR.0000049085.71399.ed>
7. Сатов Ю.А., Шумиуров А.В., Васильев А.А., Балабаев А.Н., Лосев А.А., Хрисанов И.А., Макаров К.Н., Перух В.К. // ПТЭ. 2017. № 4. С. 108.
<http://dx.doi.org/10.1134/S0020441217030241>
8. Stepanov A.E., Satov Yu.A., Makarov K.N., Roerich V.C., Smakovskiy Yu.B., Maluta D.D., Starostin A.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. № 7. P. 1261.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/7/315>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.373.13

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДНИКА С ЛАЗЕРНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

© 2025 г. А. И. Липчак^{a,*}, Н. Б. Волков^a, И. А. Журавлев^a

^a Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук
Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106

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

Поступила в редакцию 22.07.2024 г.

После доработки 18.10.2024 г.

Принята к публикации 19.11.2024 г.

Представлены методика и реализующая ее установка для оптического зондирования импульсной плазмы, инициируемой излучением YAG:Nd³⁺-лазера в высоковольтном газовом коммутаторе с лазерным управлением, который может использоваться в качестве первичного ключа сильноточного высоковольтного импульсного электронного ускорителя-генератора типа РАДАН. Исследования проводились в естественной атмосфере. Приводятся первые результаты измерений динамики коэффициента поглощения лазерного излучения в плазме, полученной на данной установке. Эти данные свидетельствуют о реализации условий нелинейного поглощения излучения лазера плазмой при плотностях энергии возбуждения более 240 Дж/см², они позволяют выработать рекомендации по выбору параметров запуска разрядника с целью минимизации нестабильности его включения.

DOI: 10.31857/S0032816225010054, EDN: GGORCS

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерная плазма является ключевым элементом, определяющим стабильность и точность включения газоразрядных коммутаторов высокого давления с оптическим управлением [1, 2]. Несмотря на десятилетия с момента появления таких устройств, интерес к их совершенствованию определяется как их уникальными свойствами, так и сложностью процессов, происходящих в них. В качестве их преимуществ отмечаются полная изоляция управляющих цепей от управляемых и возможность предварительного создания плазменного длинного канала с высокой проводимостью, имеющего различные конфигурации [3, 4]. Это стимулирует активность в изучении лазерной плазмы в различных условиях в настоящее время [5, 6].

2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве основного элемента установки использовался ранее разработанный разрядник с оптическим управлением для высоковольт-

ного импульсного генератора-ускорителя типа РАДАН. Он содержит два полированных нержавеющих электрода, выполненных в виде тел вращения с профилем Роговского, которые могут располагаться на расстоянии 3–10 мм друг от друга (рис. 1). В катоде по оси было проделано отверстие диаметром 2 мм для ввода излучения лазера. Излучение фокусировалось на аноде

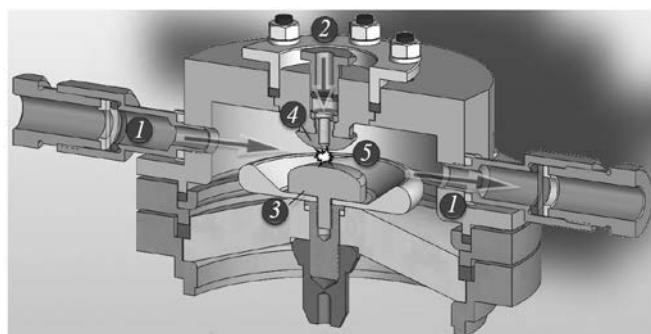


Рис. 1. Разрядник с оптическим управлением для высоковольтного импульсного генератора-ускорителя типа РАДАН: 1 – зондирующий лазерный импульс, 2 – зажигающий лазерный импульс, 3 – анод, 4 – катод, 5 – лазерная плазма.

линзой с фокусным расстоянием 100 мм. Экспериментально установлено [7], что такая конфигурация обеспечивает минимальную нестабильность (джиттер) включения при уровне напряжения на газовом зазоре 90–95% от напряжения самопробоя и при нарастании напряжения за время порядка 10^{-6} с ($dU/dt \sim 10^{11}$ В/с), типичном для зарядки двойной формирующей линии сильноточного высоковольтного импульсного генератора-ускорителя типа РАДАН [8].

На рис. 2 представлена принципиальная схема экспериментальной установки. Для формирования плазмы использовалось излучение первой гармоники YAG:Nd³⁺-лазера с $\lambda = 1064$ нм. Наряду с этим для зондирования плазмы в направлении, нормальному к оси зажигающего импульса, использовалась вторая гармоника этого лазера, $\lambda = 532$ нм. Диафрагмированный пучок проходил в области минимального расстояния между электродами. Апертура зондирующего импульса была ограничена диафрагмой с диаметром $D = 0.8$ мм (см. рис. 2, нижняя врезка). В данной работе приведены результаты зондирования плазмы на расстоянии $r = D/2$ от анода до оси апертуры зондирующего импульса – так, чтобы он “скользил” по аноду.

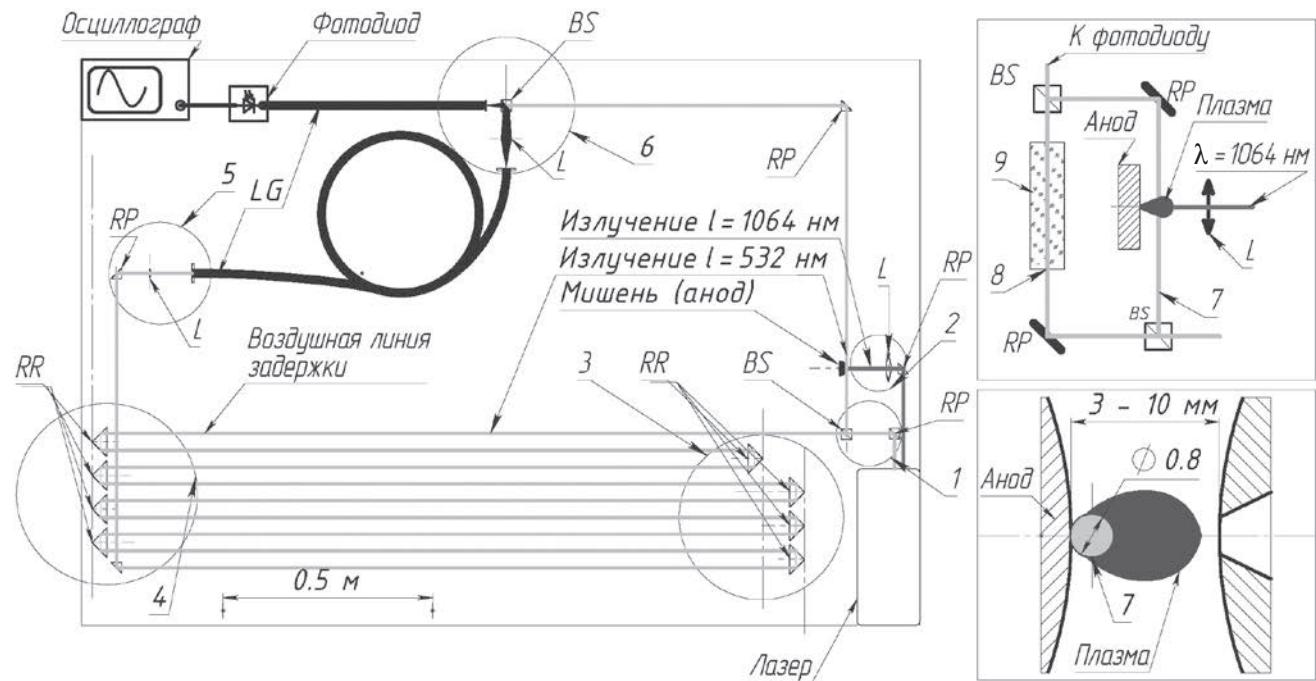


Рис. 2. Экспериментальная установка, вид сверху: 1 – узел расщепления $\lambda = 532$, нм; 2 – узел ввода и фокусировки излучения $\lambda = 1064$ нм в разрядник; 3, 4 – наборы ретрорефлекторов; 5 – узел ввода опорного импульса в световод; 6 – узел объединения импульсов; 7 – зондирующий импульс; 8 – опорный импульс; 9 – линия задержки; BS – светоделители, RP – отражающая призма, L – линзы, катод не показан. На верхней врезке – узел формирования плазмы, катод не показан. Нижняя врезка – геометрия зондирования, вид в горизонтальной плоскости.

Причина использования второй гармоники заключается в следующем известном соотношении [9], которое определяет пороговую концентрацию электронов, выше которой зондирование невозможно, поскольку излучение не проходит сквозь плазму:

$$n_{cr} = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2}, \quad (1)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость, m_e – масса электрона, e – элементарный заряд, $\omega = 2\pi c / \lambda$, c – скорость света в вакууме, λ – длина волны лазерного излучения. Видно, что вторая гармоника позволяет зондировать плазму в более широком диапазоне электронных концентраций.

Другая задача, которую было необходимо решить, – это учет нестабильностей лазерных импульсов от импульса к импульсу. В основном этот эффект обусловлен биением продольных мод в многомодовом режиме генерации лазерного излучения [10, 11], что особенно хорошо наблюдается при низком уровне накачки активной среды лазера. Поэтому необходимо регистрировать опорные (референсные) копии не измененного плазмой импульса для сравнения их

с прошедшими через нее импульсами. Для этого в оптической схеме было предусмотрено расщепление импульса второй гармоники светоделителем на опорный и зондирующий импульсы. Впоследствии эти импульсы могут быть зарегистрированы одним общим фотоприемником.

В работе использовался единственный фотодиод UPD-50-UP с временем нарастания/спада 50 пс. В этом случае для разделения по времени двух лазерных импульсов длительностью около 45 нс потребуется задержка порядка 100 нс. Для ее получения можно использовать воздушную линию задержки с длиной около 30 м, но это значительно увеличит габариты экспериментального стенда.

Другой возможный вариант – это использование 12–14 ретрорефлекторов (мы исходим из типичной длины оптической скамьи 2.5–3.0 м), но использование каждого из них неизбежно приводило бы к искажению геометрии лазерного пучка и увеличению его расходности. Можно также применить оптическое волокно длиной порядка 20 м для задержки лазерного луча. При этом общий размер стендса можно уменьшить, свернув это оптическое волокно в кольцо. Однако оптические волокна для передачи много-модовых лазерных импульсов имеют известные ограничения. Известно, что модовая дисперсия является доминирующим фактором искажения формы лазерных импульсов в световодах [12], поскольку длина оптического пути для разных мод различна, и более высокие моды проходят больший оптический путь, чем более низкие.

Для преодоления данных ограничений был применен комбинированный подход. Использовалась укороченная воздушная линия задержки с восемью ретрорефлекторами общей длиной 15 м и кварцевое волокно длиной 12 м. Зондирующий и опорный импульсы объединялись и регистрировались одним фотодиодом (верхний BS, рис. 2) для исключения учета различия в аппаратных функциях различных датчиков. Энергия зажигающего импульса первой гармоники E_i варьировалась диапазоне 50–100 мДж.

Результат проверки системы зондирования без формирования плазмы показан на рис. 3. Он демонстрирует работу комбинированной линии задержки. На рис. 4 показано отношение опорного импульса I_{ref} к зондирующему I_{prob} при отсутствии зондируемой плазмы в разряднике. За исключением начальной и конечных фаз с низким отношением сигнал/шум, измерения дают

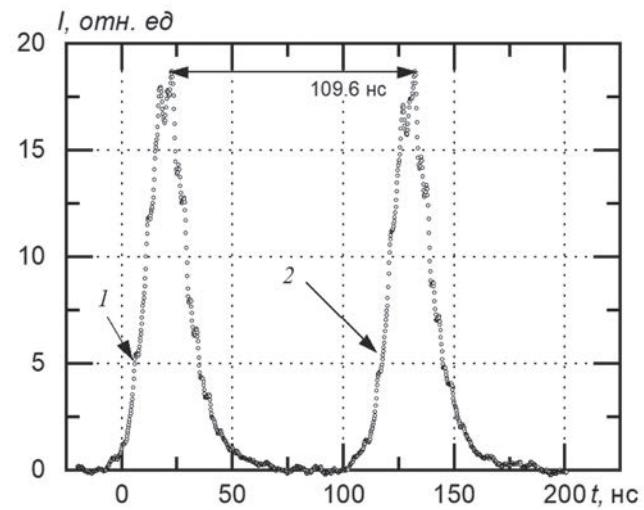


Рис. 3. Результат проверки системы зондирования без формирования плазмы: 1 – незадержанный зондирующий импульс, 2 – задержанный опорный импульс без плазмы.

коэффициент поглощения, близкий единице (см. рис. 4, кривая 3). Таким образом, искажение зондирующего сигнала, проходящего через линию задержки, представляется незначительным в сравнении с искажением зондирующего

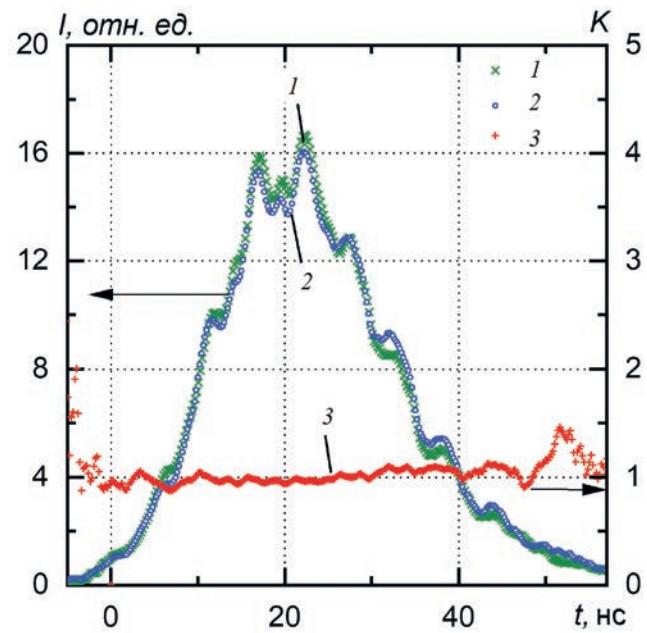


Рис. 4. Отношение опорного импульса I_{ref} к зондирующему I_{prob} при отсутствии зондируемой плазмы в разряднике: 1 – незадержанный зондирующий импульс, 2 – сдвинутый на 109.6 нс опорный импульс (левая ось), 3 – отношение опорного импульса к зондирующему без плазмы в разряднике (правая ось).

сигнала, вносимым плазмой, сформированной импульсом даже с минимальной энергией $E_i = 55$ мДж (рис. 5).

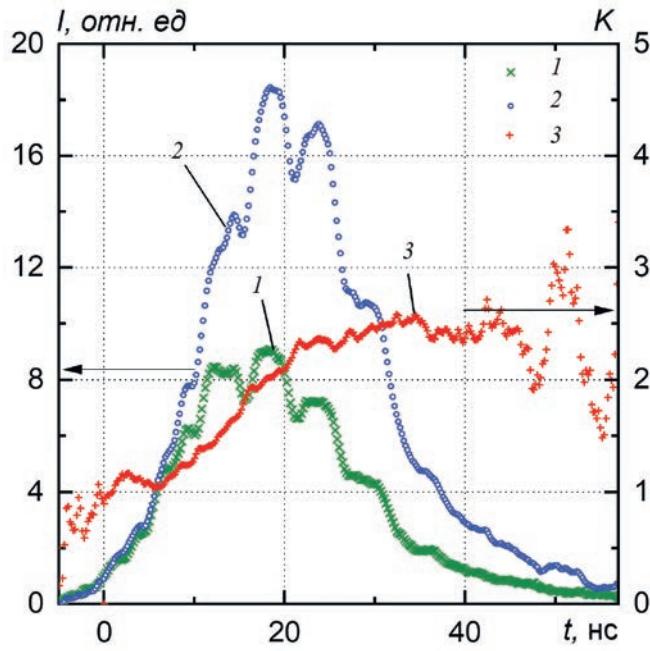


Рис. 5. Искажение зондирующего сигнала, вносимое плазмой, сформированной импульсом с минимальной энергией $E_i = 55$ мДж: 1 – зондирующий импульс, прошедший через плазму, 2 – опорный импульс (левая ось), 3 – отношение опорного импульса к зондирующему (правая ось).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Очевидно, что можно ввести коэффициент поглощения плазмы как отношение интенсивности опорного сигнала к зондирующему: $K(t) = I_{ref} / I_{prob}$ (см. рис. 5, кривая 3). Он был измерен для фиксированного набора энергий импульса $E_i = 55.0, 65.5, 76.0, 85.5, 95.5$ мДж. Данные обрабатывались по серии из $N = 20$ импульсов. Были получены средние значения $K_m(t)$:

$$K_m = \left(\sum_{j=1}^N (K_j) \right) \cdot N^{-1}, N = 20 \quad (2)$$

и доверительный интервал ΔK для вероятности $p = 0.95$ и $\Delta t = 0.4$ нс [13], который считался джиттером процесса (по аналогии с тем, что написано в работе [14]).

На рис. 6 представлено наложение 20 сигналов, полученных в ходе серии измерений для фиксированной энергии запускающего лазерного импульса ($E_i = 55$ мДж). Видно, что разброс коэффициента поглощения начинает сущ-

ственно расти после 35 нс с начала лазерного импульса. Примеры расчета $K_m(t)$ и ΔK для разных энергий лазерного импульса представлены на рис. 7, 8 (кривые 1 и 2 соответственно).

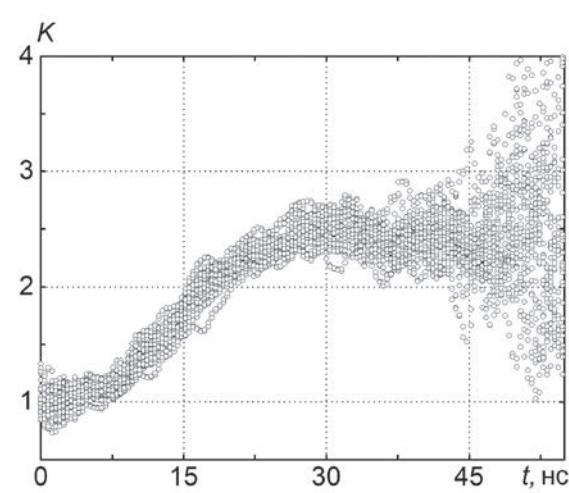


Рис. 6. Наложение 20 сигналов, полученных в ходе серии измерений при фиксированной энергии запускающего лазерного импульса $E_i = 55$ мДж, $K(t) = I_{ref} / I_{prob}$.

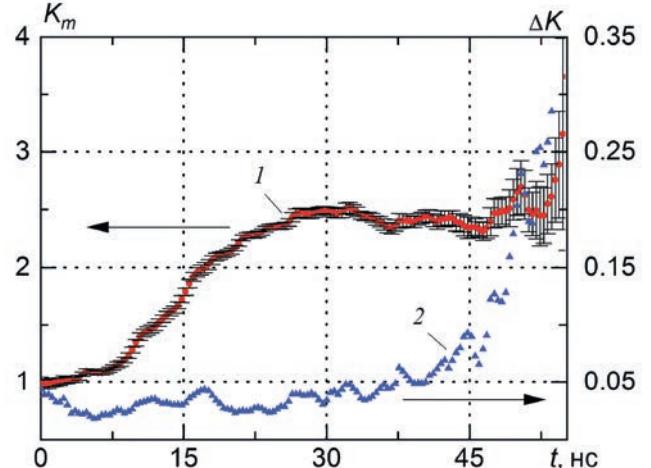


Рис. 7. Расчет $K_m(t)$ и ΔK при энергии лазерного импульса $E_i = 55$ мДж: 1 – средний коэффициент поглощения K_m (левая ось), 2 – ΔK (правая ось).

Зависимость коэффициента поглощения на начальной фазе лазерного импульса при вариации энергии импульса представлена на рис. 9. Видно, что в первые примерно 15 нс коэффициент поглощения практически не зависит от энергии импульса E_i . В дальнейшем характер зависимости для разных энергий импульса существенно различается. При энергии импульса $E_i \geq 76$ мДж (что соответствует значению плотности энергии около 240 Дж/см² или пиковой

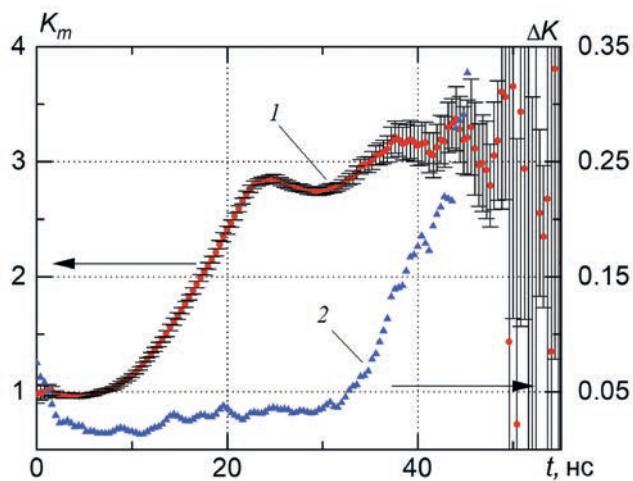


Рис. 8. Расчет $K_m(t)$ и ΔK при энергии лазерного импульса $E_i = 95.5$ мДж: 1 – средний коэффициент поглощения K_m (левая ось), 2 – ΔK (правая ось).

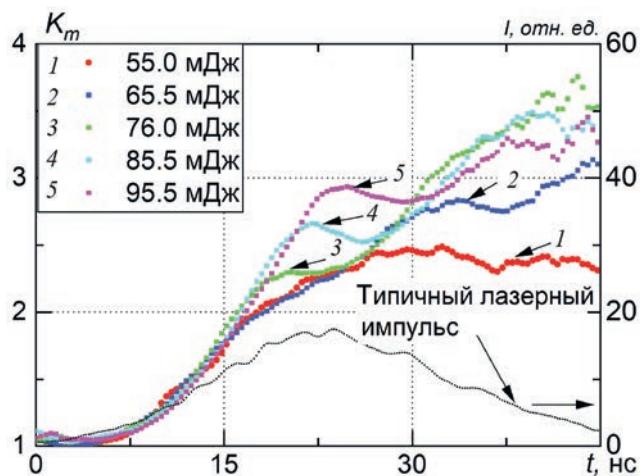


Рис. 9. Зависимость коэффициента поглощения K_m от времени и энергии лазерного импульса.

плотности мощности $p_{\max} \approx 5.7 \cdot 10^{10}$ Вт/см² при диаметре пятна фокусировки ~ 0.01 см) эта зависимость становится немонотонной.

Во-первых, это связано с *просветлением* плазмы [15]. Отмечается, что при поглощении лазерного излучения температура электронной компоненты плазмы повышается в первую очередь. Это увеличение способствует ионизации возбужденных атомов при столкновениях с электронами за время порядка 10^{-11} с и менее. Повышение температуры также усиливает акты возбуждения атомов из основного состояния при электронных ударах. Для случая наносекундного лазерного импульса возбуждение атомов из основного состояния не успевает произойти и заселенность атомных уровней в результате

уменьшается. При этом устанавливается новое квазиравновесное состояние, в котором существует равновесие между электронной компонентой плазмы и возбужденными атомами. Однако равновесие между возбужденными и невозбужденными атомами отсутствует. Таким образом, концентрация возбужденных атомов, являющихся основными поглотителями лазерного излучения, становится меньше, что приводит к эффективному снижению поглощения излучения плазмой.

Во-вторых, при превышении уровня плотности мощности $p \geq 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см² возникают условия для проявления нелинейного характера поглощения лазерного излучения, связанного с отклонением их распределения от максвелловского, что, в свою очередь, приводит к уменьшению вероятности поглощения излучения за счет обратного тормозного эффекта [16]. В качестве критерия здесь условно выбрано равенство средней кинетической энергии электрона и его тепловой энергии. Скорость, которую приобретает электрон в поле световой волны в среднем за один период, пропорциональна $1/\omega$. В свою очередь, это означает, что указанный критерий для более низкочастотного излучения первой гармоники лазерного излучения реализуется раньше, при более низких плотностях мощности. Тем не менее отметим, что экспериментально полученное значение пиковой плотности мощности, начиная с которой наблюдается немонотонное поведение коэффициента поглощения, неплохо согласуется со значениями, полученными в работе [16].

Указанные механизмы могут приводить к уменьшению коэффициента поглощения, что проявляется в экспериментах при увеличении энергии импульса (рис. 9, кривые 3–5). Отметим также, что в отличие от работы [15], представленная экспериментальная методика позволяет исследовать это явление в динамике за импульс без интегрирования по времени.

Описанный выше эффект, по-видимому, может играть существенную роль при формировании немонотонной зависимости неустойчивости разрядника с лазерным запуском, наблюдавшейся, в частности, в работе [7]. В отличие от экспериментов по формированию плазмы в чистом газе без мишени [16], нелинейное поведение коэффициента поглощения излучения при его формировании на поверхности твердого тела играет роль обратной связи. В общем виде

N-образная характеристика такой обратной связи является, вообще говоря, необходимым условием формирования осцилляций [17]. Как видно на рис. 9 (кривые 3–5), такая форма обратной связи проявляется по мере увеличения интенсивности лазерного излучения. В подтверждение этого утверждения говорит статистическая нестабильность поглощения на конечной фазе импульса, которую можно рассматривать как джиттер коэффициента поглощения (рис. 10). Для энергий лазерного импульса, когда условия нелинейного поглощения не реализуются (кривые 1, 2), джиттер заметно меньше, чем для тех случаев, при которых они возникают (кривые 3–5). Это является дополнительным свидетельством существенного вклада данного эффекта в нестабильность работы газовых разрядников с лазерным запуском. Отметим, что это может быть не единственным явлением, определяющим нестабильность перехода в состояние с высокой проводимостью таких устройств [18, 19].

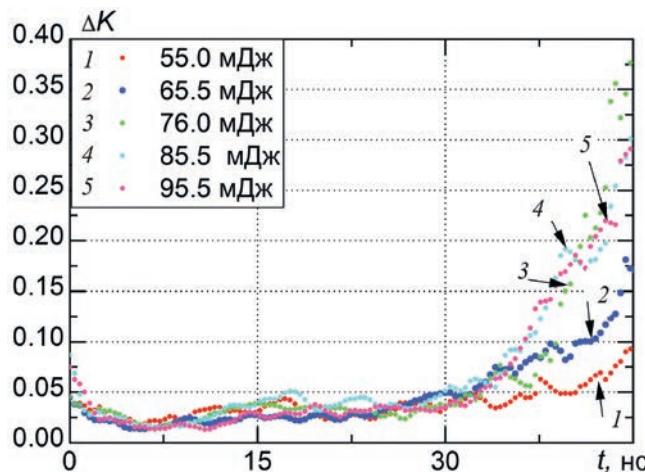


Рис. 10. Зависимость джиттера коэффициента поглощения ΔK от времени и энергии лазерного импульса.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На созданной экспериментальной установке проведено исследование поглощения плазмой наносекундного лазерного импульса второй гармоники с $\lambda = 532$ нм. Исследовалась динамика поглощающей способности плазмы при вариации энергии зажигающего импульса. Измерения поглощающей способности подтвердили появление нелинейного поглощения при плотностях

энергии выше 240 Дж/см², которое приводит к нестабильности поглощающей способности плазмы и, как следствие, ухудшает временные характеристики срабатывания высоковольтного разрядника с лазерным управлением.

Разработанный экспериментальный стенд далее будет использован для проверки этой интерпретации, а полученные данные будут использованы для оптимизации параметров запускающего лазерного импульса. В частности, планируются экспериментальные исследования указанных эффектов при повышенных давлениях и при вариации напряженности квазистатического электрического поля в диапазоне, типичном для разрядников сильноточных высоковольтных импульсных генераторов-ускорителей типа РАДАН, с целью нахождения условий для реализации минимального джиттера включения таких устройств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pendleton W.K., Guenther A.H. // Rev. Sci. Instrum. 1965. V. 36. P. 1546.
<https://doi.org/10.1063/1.1719388>
2. Alcock A.J., Richardson M.C., Leopold K. // Rev. Sci. Instrum. 1970. V. 41. P. 1028.
<https://doi.org/10.1063/1.1684689>
3. Rosenthal E., Larkin I., Goffin A., Produit T., Schroeder M., Wolf J., Milchberg H. // Opt. Express. 2020. V. 28. P. 24599.
<https://doi.org/10.1364/OE.398836>
4. Dehne K., Higginson A., Wang Y., Tomasel F., Capeluto M., Shlyaptsev V., Rocca J. // Opt. Express. 2024. V. 32. P. 16164.
<https://doi.org/10.1364/OE.506547>
5. Zhou W.D., Guo Y.H., Zhang R.R. // Front Phys. 2020. V. 15. P. 52201.
<https://doi.org/10.1007/s11467-020-0969-1>
6. Shangguan S., Zhang J., Li Z., Shi W., Wang W., Qi D., Zheng H. // Sci. China Technol. Sci. 2024. V. 67. P. 73.
<https://doi.org/10.1007/s11431-023-2499-0>
7. Липчак А.И., Барахвостов С.И. // ПТЭ. 2021. № 3. С. 40.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221030216>
8. Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 175. № 3. С. 225.
9. Michel P. Fundamentals of Optics and Plasma Physics, Introduction to Laser-Plasma Interactions. Graduate Texts in Physics. Cham: Springer, 2023.
https://doi.org/10.1007/978-3-031-23424-8_1

10. *Paschotta R.* Field Guide to Laser Pulse Generation. Bellingham, WA.: SPIE Press, 2008.
<https://doi.org/10.1117/3.800629>
11. *Rand D., Hybl J., Fan T.Y.* Cryogenic lasers, Handbook of Solid-State Lasers. Cambridge: Woodhead Publ., 2013.
<https://doi.org/10.1533/9780857097507.2.525>
12. *Koike Y., Koike K.* // Polymer Science: A Comprehensive Reference. 2012. V. 8. P. 283.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53349-4.00209-0>
13. ГОСТ Р 8.736-2011. Государственная система обеспечения единства измерений. Измерения прямые многократные. Методы обработки результатов измерений. Основные положения. М.: Стандартинформ, 2013.
14. *Lipchak A.I., Volkov N.B., Turmynshev I.S., Chingina E.A.* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics. 2024. V. 87. (Suppl 2). P. S222.
<https://doi.org/10.1134/S1062873823704646>
15. *Генералов Н.А., Козлов Г.И., Райзер Ю.П.* // ПМТФ. 1970. № 3. С. 27.
16. *Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н.* Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988.
17. *Wey T.A., Ogborn L.L.* // ECE Technical Reports. 1995. № 12. P. 169.
<http://docs.lib.psu.edu/ecetr/169>
18. *Volkov N.B., Lipchak A.I.* // Condensed Matter. 2022. V. 7 (4). P. 61.
<https://doi.org/10.3390/condmat7040061>
19. *Volkov N.B., Lipchak A.I.* // Condensed Matter. 2023 V. 8 (3). P. 70.
<https://doi.org/10.3390/condmat8030070>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 533.93:537.525

ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ СУБМИЛЛИСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ

© 2025 г. А. И. Рябчиков^a, С. В. Дектярев^{a,*}, А. В. Гурлев^a

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

* e-mail: dektyarev@tpu.ru

Поступила в редакцию 27.04.2024 г.

После доработки 29.08.2024 г.

Принята к публикации 23.09.2024 г.

Представлены результаты исследований импульсно-периодического формирования пучков ионов алюминия, хрома и титана субмиллисекундной длительности на основе источника с генерацией плазмы непрерывным вакуумным дуговым разрядом. Высокая импульсная плотность мощности в ионном пучке достигается за счет баллистической фокусировки ионов с помощью одноЭлектродного сеточного экстрактора в виде части сферы. Для очистки пучка ионов в области его кроссовера от микрокапельной фракции плазмы вакуумной дуги использован метод, основанный на эффекте солнечного затмения. Исследованы особенности и закономерности генерации пучков ионов трех металлов при длительности импульсов 450 мкс, ускоряющем напряжении до 40 кВ, с плотностью мощности в импульсе, превышающей 10^5 Вт/см². Установлено, что устойчивое формирование импульсно-периодических пучков ионов металлов высокой интенсивности при субмиллисекундной длительности на основе плазмы вакуумной дуги достигается благодаря ионно-электронной эмиссии, компенсирующей уход плазменных электронов в ускоряющий зазор.

DOI: 10.31857/S0032816225010069, EDN: GGUCOH

1. ВВЕДЕНИЕ

Импульсно-периодические пучки заряженных частиц и плазменные потоки, как и лазерное излучение высокой импульсной плотности мощности, находят применение в научных исследованиях и технологиях модификации свойств различных материалов и покрытий [1–16]. Их модифицирующее влияние основано на особенностях импульсного воздействия энергетических сгустков на микроструктуру и свойства приповерхностных слоев различных материалов. Нагрев за время импульса до высоких температур, иногда вплоть до расплавления приповерхностного слоя с последующим сверхбыстрым охлаждением, за счет отвода тепла в глубь материала благодаря теплопроводности, обеспечивает сверхвысокие скорости закалки, не достижимые в обычной металлургии. Мощное энергетическое воздействие само по себе не обеспечивает дополнительного легирования материала, но

может изменять микроструктуру и свойства приповерхностных слоев благодаря перераспределению элементов в зоне воздействия и формированию новых фаз. Отличительная особенность ионной имплантации основана на изменении элементного состава приповерхностного слоя с формированием новых фаз, в том числе благодаря термопикам вблизи треков ионов [17–28].

Ограничение широкомасштабного применения ионной имплантации для направленного улучшения эксплуатационных свойств металлов и сплавов связано с малым пробегом ионов в твердом теле. В работах [29, 30] было показано, что для увеличения толщины ионно-легированного слоя необходимо реализовать сильноточный режим имплантации с увеличением плотности ионного тока до нескольких миллиампер на квадратный сантиметр. В дальнейшем этот подход был развит в работах [31, 32].

При относительно невысокой энергии ионов, обычно не превышающей нескольких кэВ,

плотность ионного тока в пучках ионов металлов и газов микромиллисекундной длительности была увеличена до нескольких сотен миллиампер на квадратный сантиметр. Увеличение плотности ионного тока и существенный разогрев облучаемой мишени способствовали усилению радиационно-стимулированной диффузии имплантируемых атомов. Новые методы высокointенсивной имплантации ионов низкой энергии при высокой средней мощности ионного пучка продемонстрировали возможность ионного легирования материалов на глубинах в десятки и сотни микрометров. Эти методы эффективны для ионно-диффузионного легирования металлов и сплавов азотом и другими элементами периодической таблицы, имеющими малый радиус атомов. Их радиационно-стимулированная диффузия реализуется во многих случаях при невысоких температурах, когда не наблюдается существенный рост зерна кристаллической структуры материалов.

Преимущества методов высокointенсивной имплантации во многих перспективных применениях ограничиваются необходимостью нагрева всего объема изделия до температур, при которых имеет место деградация микроструктуры металлов и сплавов из-за быстрого роста зерна.

Новый метод, предполагающий решение этой проблемы, предложен в работе [33]. Метод основан на применении для глубокого ионного легирования металлов высокointенсивных пучков ионов субмиллисекундной длительности импульсов с плотностью мощности от нескольких десятков до нескольких сотен kVt/cm^2 . Воздействие такого ионного пучка на поверхность приводит к ее разогреву в течение импульса до высоких температур, вплоть до расплавления. Высокая плотность ионного тока в сочетании с большой температурой способствует значительному росту коэффициента радиационно-усиленной диффузии. Сверхскоростное охлаждение приповерхностного слоя за счет отвода тепла внутрь мишени обеспечивает возможность исключения перегрева материала за пределами области ионного легирования, одновременно способствуя улучшению микроструктуры имплантируемого слоя.

Высокая плотность ионного тока, значительная длительность импульса в сочетании с его частотой должны обеспечить высокую скорость набора флюенса ионного облучения, необходи-

мого для глубокого ионного легирования различных материалов.

Наша работа посвящена изучению особенностей и закономерностей формирования и диагностики пучков ионов металлов на примере ионов титана, хрома и алюминия субмиллисекундной длительности в источнике, использующем плазму непрерывного вакуумного дугового разряда, с достижением импульсной плотности мощности в ионном пучке десятков и сотен киловатт на квадратный сантиметр.

2. СХЕМА ИОННОГО ИСТОЧНИКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования проводились с использованием модифицированного импульсно-периодического источника пучков ионов металлов и плазменных потоков "Радуга 5М" [34]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Эксперименты проводились при длительности импульсов 450 мкс, амплитуде ускоряющего напряжения в диапазоне от 5 до 40 кВ и частоте импульсов до 40 имп./с. В экспериментах по измерению ионного тока насыщения из плазмы вакуумной дуги применялся также импульсно-периодический генератор с длительностью импульсов 100 мкс, частотой импульсов 10^3 имп./с и амплитудой импульсов напряжения до 1.8 кВ. Генерация плазмы вакуумно-дуговым разрядом осуществлялась при давлении остаточной атмосферы в экспериментальной камере 10^{-3} Па. Плазменный поток формировался непрерывным вакуумно-дуговым разрядом с током дуги 130 и 170 А. Для очистки плазмы от микрокапельной фракции вместо плазменного фильтра жалюзийного типа была использована система "солнечного затмения", впервые предложенная в работе [35].

Для формирования пучка ионов с высокой импульсной плотностью мощности использовалась одноэлектродная фокусирующая система, представляющая собой сеточный электрод в виде части сферы радиусом 130 мм с эквипотенциальным пространством для транспортировки и фокусировки ионного пучка. В экспериментах применялся сеточный электрод с размером ячеек: $1.1 \times 1.25 \text{ mm}^2$ и прозрачностью 60%. Дисковый электрод, препятствующий прямому прохождению микрочастиц, продуктов взрывной эмиссии, с рабочей поверхности катода в область

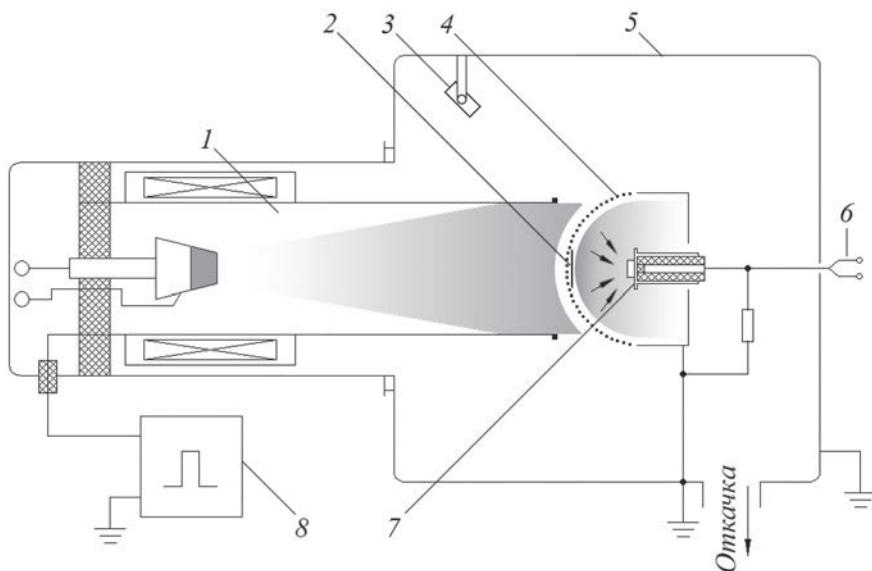


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – вакуумный дуговой генератор плазмы, 2 – электрод для отсечки микрочастиц, 3 – импульсный пиrometer, 4 – сеточный фокусирующий электрод, 5 – вакуумная камера, 6 – термопара, 7 – коллектор, 8 – импульсно-периодический генератор высоковольтных импульсов положительной полярности.

фокусировки пучка, устанавливался по центру фокусирующего электрода. Экстракция ионов осуществлялась в импульсно-периодическом режиме со свободной границы металлической плазмы, генерируемой вакуумным дуговым разрядом.

В процессе экспериментов проводились измерения ускоряющего напряжения, тока ионного пучка. Для исследования распределения плотности ионного тока по сечению фокусируемого ионного пучка использовался секционированный

детектор с 19 электродами в виде стержней диаметром 2 мм. Фотография внешнего вида детектора представлена на рис. 2.

Импульс ионного тока пучка из-за особенностей генерации плазмы вакуумным дуговым разрядом отличался значительной высокочастотной модуляцией. Это затрудняло оценку реальной амплитуды тока и его плотности и, как следствие, достигнутую плотность мощности в ионном пучке. Для увеличения точности измерения амплитуды тока применялось усреднение импульсов тока и напряжения по 16 осциллограммам с использованием математического аппарата осциллографа Rigol MSO5000. При применении высокочастотного генератора импульсов усреднение проводилось по 1024 импульсам.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальные исследования и численное моделирование динамики формирования импульсно-периодических пучков ионов титана при частоте импульсов 10^5 имп./с и амплитудах потенциала смещения до 2 кВ, описанные в работах [35, 36], выявили проблему ограничения длительности импульсов, обусловленную декомпенсацией пространственного заряда баллистически фокусируемого ионного пучка из-за ухода плазменных электронов в ускоряющий зазор через ячейки сеточной структуры.



Рис. 2. Фотография детектора с 19 коллекторами.

В дальнейших исследованиях авторы показали возможность преодоления проблемы возникновения виртуального анода как за счет увеличения давления газа в экспериментальной камере, так и благодаря применению дополнительного термоэмиссионного источника электронов. В работе [37] путем численного моделирования было установлено, что при увеличении энергии ионов до нескольких десятков кэВ устойчивое формирование и транспортировка пучка ионов высокой плотности тока может быть реализована благодаря значительному увеличению ионно-электронной эмиссии. В настоящих исследованиях уделено внимание формированию пучков ионов с высокой плотностью мощности в источнике на основе плазмы непрерывного вакуумного дугового разряда в условиях увеличения ионно-электронной эмиссии.

С целью выяснения вклада ионно-электронной эмиссии в общий измеряемый коллектором ток при формировании пучка ионов титана были проведены эксперименты со сплошным коллектором, установленным вблизи торцевой поверхности вакуумного дугового генератора плазмы. Коллектор полностью перекрывал поток плазмы, выходящий из дугового испарителя. Измерения проводились в широком диапазоне ускоряющих напряжений от 100 В до 40 кВ. Ионы титана в плазме вакуумного дугового разряда имеют среднее зарядовое состояние около $Z = 2$ [38]. Это означает, что в условиях эксперимента средняя энергия ионов изменялась от 200 эВ до 80 кэВ. Зависимости измеряемого тока от ускоряющего напряжения при токах дугового разряда 130 и 170 А представлены на рис. 3.

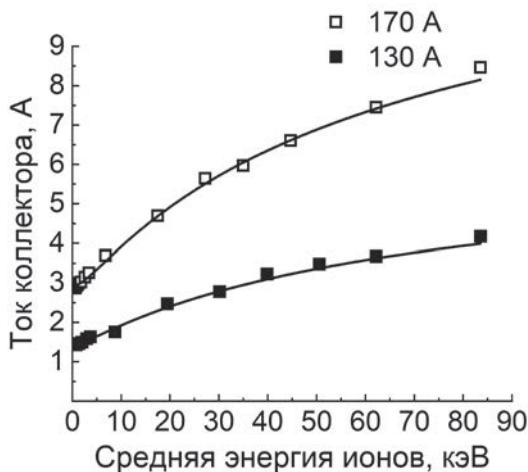


Рис. 3. Зависимость амплитуды измеряемого тока на коллекторе из нержавеющей стали от средней энергии ионов титана при токах дугового разряда 130 и 170 А.

В диапазоне энергий ионов от 200 эВ до 1 кэВ амплитуда измеряемых токов остается постоянной. Это ионные токи насыщения из плазмы. При увеличении тока дугового разряда от 130 до 170 А ионный ток насыщения из плазмы возрастает с 1.5 до 3 А. Рост ионного тока почти в два раза, непропорционально увеличению тока дугового разряда, обусловлен конструкцией дугового испарителя источника ионов и плазмы “Радуга 5М”. По виткам катушки, создающей продольное магнитное поле, пропускается ток дугового разряда. Соответственно, при увеличении тока дуги возрастает и величина магнитного поля, что приводит к фокусировке плазменного потока и увеличению плотности ионного тока насыщения из плазмы. При увеличении энергии ионов от 1 кэВ до 80 кэВ амплитуда измеряемых коллектором токов возрастает почти до 4 А при токе дуги 130 А и до 8.5 А при токе разряда 170 А. Поскольку ионный ток насыщения из плазмы не должен зависеть от амплитуды ускоряющего напряжения, рост тока объясняется ростом ионно-электронной эмиссии с коллектора. Измеряемый коллектором ток равен сумме ионного тока насыщения из плазмы и тока ионно-электронной эмиссии. Данные рис. 3 дают основание построить зависимость коэффициентов ионно-электронной эмиссии от амплитуды ускоряющего напряжения (рис. 4).

На рис. 4 видно, что коэффициент ионно-электронной эмиссии возрастает от нуля почти до двух при увеличении энергии ионов от 1 до 80 кэВ. Увеличение тока вакуумного дугового разряда от 130 до 170 А принципиально не изменило характера зависимости коэффициента

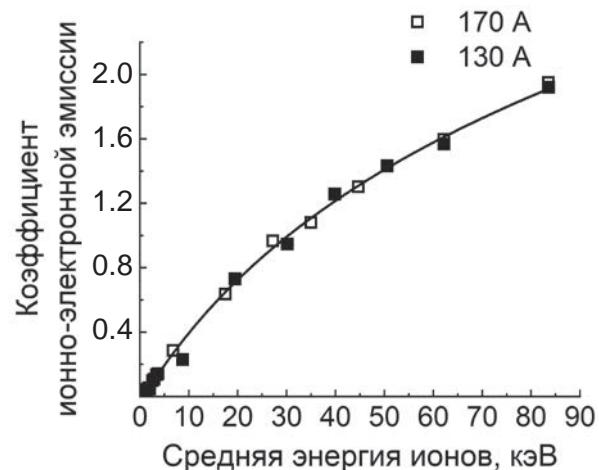


Рис. 4. Зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов при токах дугового разряда 130 и 170 А.

ионно-электронной эмиссии от средней энергии ионов в пучке.

При формировании пучка ионов с использованием сеточного фокусирующего электрода в результате баллистической фокусировки ионов плотность тока возрастает более чем на два порядка. При транспортировке в пространстве дрейфа высокоинтенсивного пучка ионов разной энергии условия его зарядовой нейтрализации и, как следствие, фокусировки будут изменяться. Для определения влияния плотности ионного тока на коэффициент ионно-электронной эмиссии были проведены эксперименты с измерением энергии в ионном пучке. Прямые измерения выполнялись с помощью термопары, встроенной в теплоизолированную мишень диаметром 15 мм и толщиной 3 мм.

Косвенное измерение энергии ионного пучка производилось по усредненным осциллограммам ионного тока (с учетом коэффициента ионно-электронной эмиссии), ускоряющего напряжения, частоты импульсов и времени облучения мишени. Для уменьшения потерь накопленной в образце энергии за счет излучения эксперименты проводились с частотой импульсов в диапазоне 10–40 имп./с при общем времени облучения 20 с. Данные калориметрического исследования дали оценку амплитуды ионного тока примерно на 10% меньше, чем в случае определения энергии косвенным методом. Данное различие может быть связано с динамикой изменения температуры облучаемой поверхности в течение действия импульса ионного пучка. В течение импульса температура поверхности увеличивалась более чем в 2 раза по сравнению со средней температурой, измеряемой термопарой. Поэтому потери на излучение были обусловлены не только излучением образца с температурой, не превышающей 700 К в течение времени облучения 20 с, но и более интенсивным излучением поверхности при ее импульсном нагреве до температуры, превышавшей 1100 К. В целом сравнение полученных данных об энергии в ионном пучке позволило подтвердить, что увеличение плотности тока в ионном пучке при его фокусировке до величин, превышающих 1 A/cm^2 , не изменяет коэффициент ионно-электронной эмиссии.

Наличие ионно-электронной эмиссии играет двоякую роль. С одной стороны, она усложняет оценку ионного тока и требует в каждом конкретном случае ионного облучения образцов

определять завышение тока и соответственно плотности мощности и энергии ионного пучка. С другой стороны, именно ионно-электронная эмиссия является непрерывным поставщиком электронов, обеспечивающих компенсацию пространственного заряда фокусируемого ионного пучка.

Исследование динамики пространственной фокусировки пучка ионов титана было проведено с использованием системы из 19 коллекторов. Многоколлекторная система перемещалась вдоль оси дугового испарителя для измерения распределения плотности регистрируемого тока на разных расстояниях. На рис. 5 представлены распределения плотности тока в пучке, измеренные на разных расстояниях относительно геометрического фокуса системы, при ускоряющем напряжении 20 кВ и токе дугового разряда 130 А.

Представленные данные демонстрируют изменение максимальной амплитуды измеряемого тока в зависимости от геометрического расположения коллекторов. Последовательное перемещение многоколлекторной системы из положения -10 mm в $+10 \text{ mm}$ относительно геометрического фокуса системы сопровождается улучшением фокусировки. Имеет место уменьшение FWHM и увеличение амплитуды плотности измеряемого тока до положения $F+10 \text{ mm}$. Дальнейшее смещение в положение $F+20$ приводит к увеличению плотности измеряемого тока, но при одновременном его уширении,

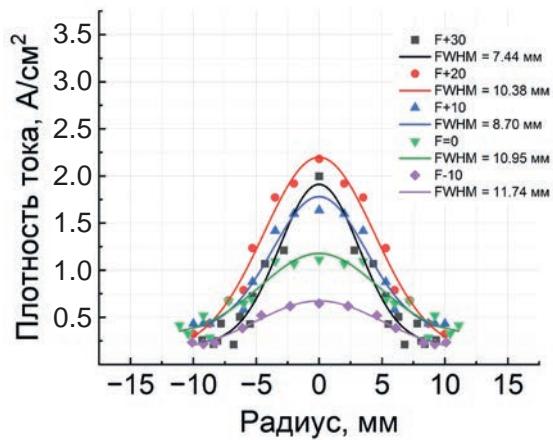


Рис. 5. Суперпозиция профилей распределения плотности, регистрируемого коллекторами тока по сечению пучка, измеренных на разных расстояниях относительно геометрического фокуса системы баллистической фокусировки при токе дугового разряда 130 А и ускоряющем напряжении 20 кВ.

а в положении F+30 уже наблюдается уменьшение амплитуды плотности тока из-за дефокусировки ионного пучка. Увеличение тока дугового разряда до 170 А привело к увеличению максимальной плотности тока, как показано на рис. 6, почти в два раза. Максимальная плотность тока по оси пучка достигала 3.25 А/см².

Кривая 1, как и большинство представленных в статье данных, построена по данным осциллографа с усреднением амплитуды по 16 импульсам. Следует отметить, что в отдельных одиночных импульсах величина плотности регистрируемого тока превышала 7.5 А/см², как показано на рис. 6.

Исследование влияния ускоряющего напряжения показало, что при его увеличении от 8 до 20 кВ плотность тока по оси пучка возрастает от 1.5 до 2.25 А/см² (рис. 7). Однако дальнейшее увеличение амплитуды ускоряющего напряжения привело к уменьшению максимальной плотности тока до 1.9 А/см². Полуширина пучка при этом изменилась незначительно и составила около 10 мм.

Исследования по формированию высокointенсивных пучков ионов хрома с высокой импульсной плотностью мощности показали в целом те же закономерности и особенности, что и в случае пучка ионов титана. Результаты измерения тока на сплошном коллекторе в зависимости от энергии ионов при токах дугового разряда 130 и 170 А представлены на рис. 8. Как видно на рисунке, амплитуда измеряемого тока незначительно изменяется при увеличении средней

энергии ионов в этом диапазоне. Величина этого тока определяется ионным током насыщения из плазмы вакуумно-дугового разряда и при токе дугового разряда 130 А, в конкретных условиях эксперимента была равна примерно 0.8 А.

При увеличении тока дугового разряда до 170 А амплитуда тока при ускоряющем напряжении в диапазоне от 0.1 до 1.8 кВ возрастает до 2.25 А.

Увеличение амплитуды ускоряющего напряжения до 35 кВ приводит к росту измеряемого тока до 1.7 А при токе дуги 130 А и до 5 А при дуговом разряде с током 170 А. В предположении, что увеличение измеряемого коллектором тока в зависимости от ускоряющего напряжения

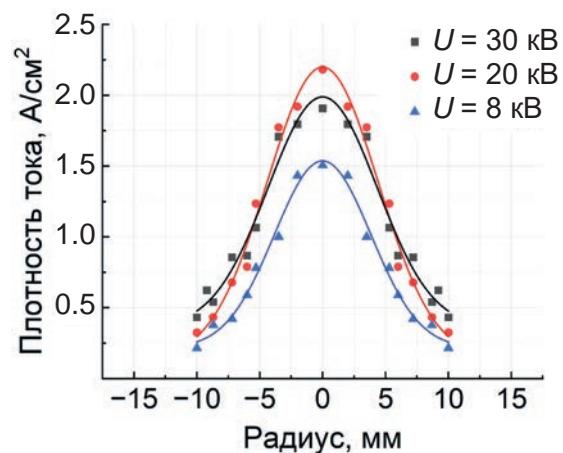


Рис. 7. Профили распределения плотности ионного тока по сечению пучка при токе дугового разряда 130 А на расстоянии F+20 мм и разных амплитудах ускоряющего напряжения.

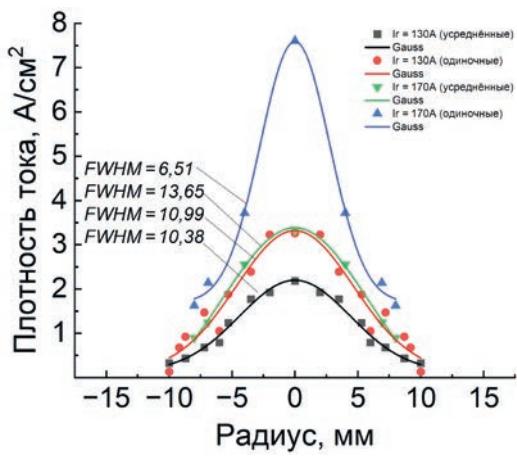


Рис. 6. Профили распределения плотности тока по сечению пучка при токах дугового разряда 130 и 170 А на расстоянии F+20 мм, ускоряющее напряжение составляет 20 кВ.

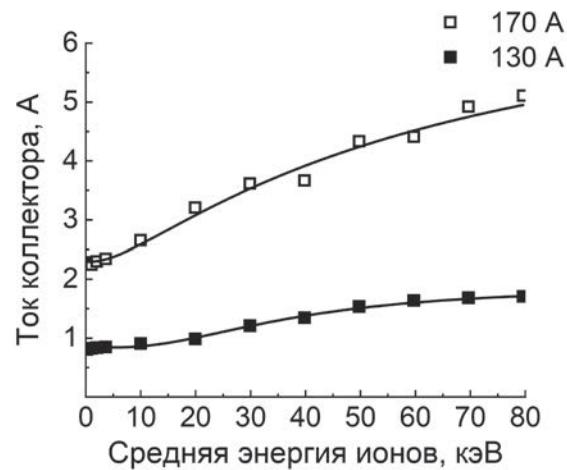


Рис. 8. Полный ток на сплошном коллекторе в зависимости от средней энергии ионов хрома при токах вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.

и, соответственно, энергии ионов обусловлено ионно-электронной эмиссией, данные рис. 8 позволили определить динамику изменения коэффициента ионно-электронной эмиссии. На рис. 9 представлены данные по изменению коэффициентов ионно-электронной эмиссии для пучка ионов хрома, формируемого при токах дугового разряда 130 и 170 А.

Как и в случае ионов титана, изменение тока дугового разряда не влияет на величину ионно-электронной эмиссии. Более того, и увеличение плотности ионного тока при баллистической фокусировке ионов хрома также не влияет на коэффициент ионно-электронной эмиссии. Рис. 10 демонстрирует зависимость регистрируемого коллектором тока сфокусированного пучка от средней энергии ионов при токах вакуумного дугового разряда 130 и 170 А.

Коллектор регистрирует токи меньшие, чем представлено на рис. 8. Это уменьшение обусловлено потерями ионов на сеточном фокусирующем электроде.

Ионно-электронная эмиссия обеспечила частичную компенсацию ухода плазменных электронов в ускоряющий зазор через ячейки сеточного электрода и, как следствие, обеспечило стабильное формирование пучка ионов хрома с высокой импульсной плотностью мощности при длительности импульсов 450 мкс. Это означает, что при формировании высокоинтенсивных пучков с энергией ионов в несколько десятков кэВ одноэлектродная фокусирующая система в виде мелкоструктурной сетки может

использоваться и для генерации непрерывного пучка с высокой средней плотностью мощности.

В то же время, в отличие от результатов, полученных с пучком ионов титана, при генерации пучка ионов хрома как усредненная по 16 импульсам, так и в отдельных импульсах максимальная плотность мощности оказалась почти в два раза меньше. Это может быть связано с меньшим коэффициентом ионно-электронной эмиссии. Уменьшение количества электронов, генерируемых в результате ионно-электронной эмиссии, изменяет степень нейтрализации пространственного заряда пучка ионов. Как следствие, ухудшаются условия фокусировки ионов. При формировании пучка ионов титана также имела место неполная компенсация пространственного заряда ионного пучка. Об этом свидетельствуют данные о смещении кроссовера пучка за пределы геометрического фокуса системы фокусировки.

Данные изменения амплитуды тока на сплошном коллекторе от средней энергии ионов алюминия при токах вакуумного дугового разряда 130 и 170 А представлены на рис. 11.

При токе разряда 170 А ионный ток насыщения из плазмы алюминия, измеренный при амплитудах напряжения, не превышающих 1 кВ, примерно равен 3 А. При увеличении ускоряющего напряжения до 40 кВ и, соответственно, средней энергии ионов с учетом среднего зарядового состояния ионов $Z = 1.72$ [38] примерно до 70 кэВ ток коллектора возрастает за счет ионно-электронной эмиссии до 7.8 А. Зависимость

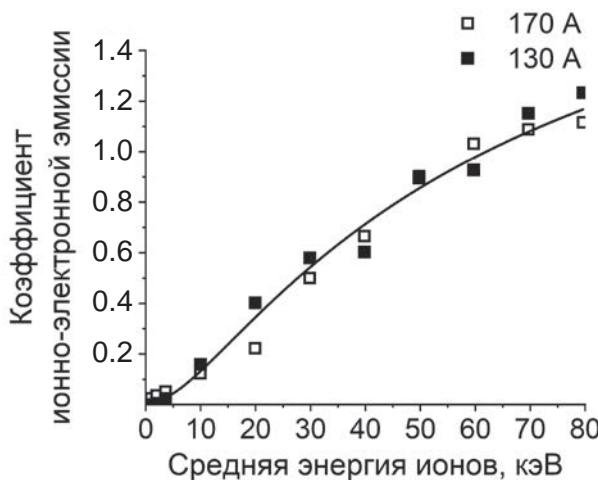


Рис. 9. Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов для пучка ионов хрома при токах вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.

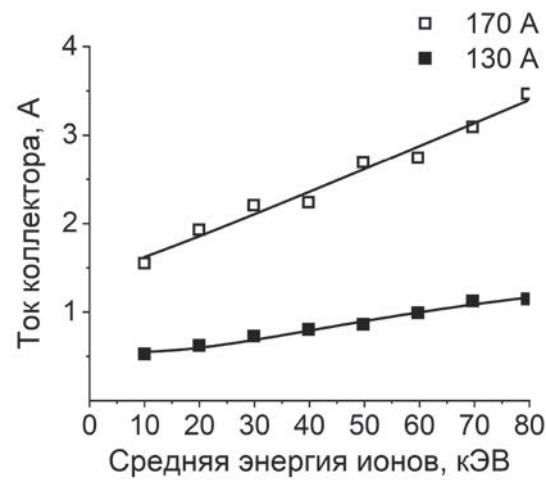


Рис. 10. Зависимость тока на коллектор от средней энергии ионов при баллистической фокусировке пучка ионов хрома, формируемого из плазмы вакуумной дуги при токе разряда 130 и 170 А.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

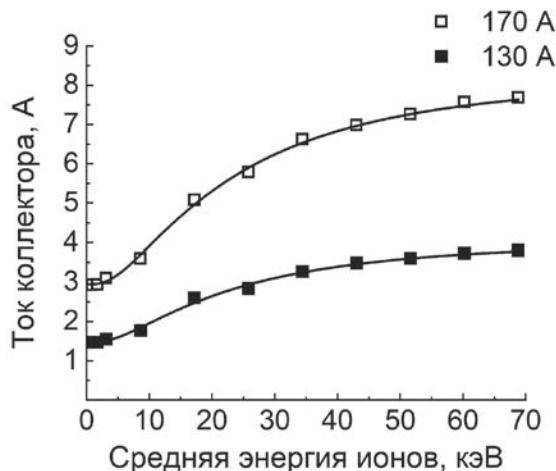


Рис. 11. Зависимость амплитуды тока коллектора от средней энергии ионов алюминия при токах дугового разряда 130 и 170 А.

коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов алюминия представлена на рис. 12.

При максимальной энергии ионов коэффициент ионно-электронной эмиссии приближается к 1.6. Как и в случаях с пучками ионов титана и хрома, зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии не зависит от плотности ионного тока в диапазоне от нескольких единиц до сотен $\text{mA}/\text{см}^2$. Во всем диапазоне ускоряющих напряжений ионный пучок был стабильным без проявления неустойчивостей, связанных с декомпенсацией его пространственного заряда.

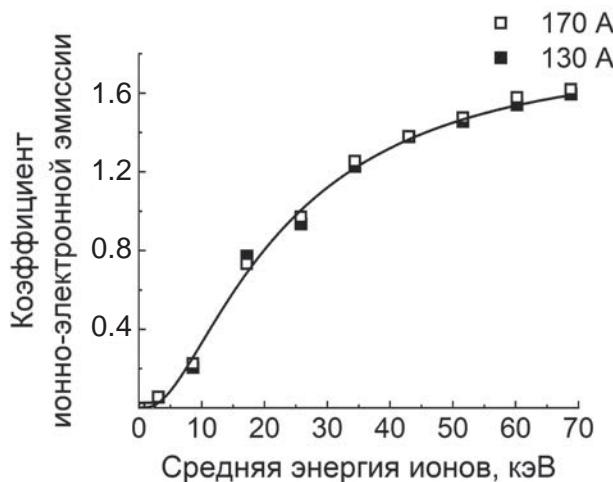


Рис. 12. Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов для пучка ионов алюминия при токах вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.

В результате комплексных исследований особенностей и закономерностей формирования, фокусировки и диагностики импульсных пучков ионов высокой импульсной плотности мощности при ускоряющих напряжениях до 40 кВ, средней энергии ионов с учетом их зарядового состояния до 80 кэВ установлено, что пучки ионов титана, хрома и алюминия субмиллисекундной длительности устойчивы, эффективно транспортируются и фокусируются в течение длительности импульса до 450 мкс.

Показано, что, в отличие от случая формирования пучков ионов металлов при низких ускоряющих напряжениях, когда возникновение виртуального анода приводит к срыву транспортировки ионного пучка, при увеличении энергии ионов появляется ионно-электронная эмиссия, улучшающая нейтрализацию пространственного заряда пучка и компенсирующая уход электронов в ускоряющий зазор через элементы сеточного электрода.

Установлено, что изменение коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов не зависит от плотности ионного тока в широком диапазоне от нескольких единиц до нескольких сотен $\text{mA}/\text{см}^2$, но определяется сортом ионов. Максимальный коэффициент ионно-электронной эмиссии при ускоряющем напряжении 40 кВ был равен 2 для ионов титана, 1.3 для ионов хрома и 1.6 для ионов алюминия.

На примере пучка ионов титана показано, что в результате неполной нейтрализации пространственного заряда ионного пучка его кроссовер смещается на 20 мм за пределы геометрического фокуса системы. Максимальная плотность мощности для пучка ионов титана усредненная по 16 импульсам приближалась к $110 \text{ кВт}/\text{см}^2$, а в отдельных импульсах превышала $200 \text{ кВт}/\text{см}^2$. Несколько меньшие плотности мощности получены для пучков ионов алюминия и хрома.

Ионные пучки с такими параметрами несомненно привлекательны для реализации метода глубокого ионного легирования материалов, основанного на синергии высокоинтенсивной имплантации с одновременным энергетическим воздействием ионного пучка на поверхность облучаемой мишени.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00051, <https://rscf.ru/project/22-19-00051/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shulov V.A., Paikin A.G., Teryaev D.A., Bytsenko O.A., Engel'ko V.I., Tkachenko K.I.* // Inorganic Materials: Applied Research. 2013. V. 4. P. 189.
<http://doi.org/10.1134/S2075113313030118>
2. Коваль Б.А., Месяц Г.А., Озур Г.Е., Прокуровский Д.И., Янкелевич Е.Б. Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Сборник / Отв. ред. Г.А. Месяц. Новосибирск: Наука, 1983.
3. Ozur G.E., Proskurovsky D.I. // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. P. 18.
<http://doi.org/10.1134/S1063780X18010130>
4. Vorobyov M.S., Teresov A.D., Moskvin P.V., Koval N.N., Doroshkevich S.Y., Shin V.I. // 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE), Tomsk, Russia, 2020. P. 492.
<http://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9241895>
5. Kaikanov M., Kozlovskiy A., Abduvalov A., Dukenbayev K., Zdrovets M.V., Tikhonov A. // J. Mater. Sci.: Mater. Electron. 2019. V. 30. P. 15724.
<http://doi.org/10.1007/s10854-019-01958-x>
6. Kuang X., Li L., Wang L., Li G., Huang K., Xu Y. // Surf. Coatings Technol. 2019. V. 374. P. 72.
<http://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2019.05.055>
7. Ryabchikov A.I., Dektyarev S.V., Korneva O.S., Lopatin I.V., Sivin D.O., Ivanov Y.F. // 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). 2020. P. 702.
<http://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9242058>
8. Rej D.J., Davis H.A., Olson J.C., Remnev G.E., Zakoutaev A.N., Ryzhkov V.A., Strurs V.K., Isakov I.F., Shulov V.A., Nochavnaya N.A., Stinnett R.W., Neau E.L., Yatsui K., Jiang W. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1997. V. 15. P. 1089.
<http://doi.org/10.1116/1.580435>
9. Shulov V.A., Nochavnaya N.A., Remnev G.E., Pellerin F., Monge-Cadet P. // Surf. Coat. Technol. 1998. V. 99. P. 74.
[http://doi.org/10.1016/S0257-8972\(97\)00408-8](http://doi.org/10.1016/S0257-8972(97)00408-8)
10. Bandura N., Byrka O.V., Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Makhlaj V.A., Medvedev V., Taran V.S., Tereshin V.I., Skoblo T.S., Pugach S.G. // Intern. J. Plasma Environ. Sci. Technol. 2011. V. 5. P. 2.
<http://doi.org/10.34343/ijpest.2011.05.01.002>
11. Garkusha I.E., Byrka O.V., Chebotarev V.V., Derepovski N.T., Müller G., Schumacher G., Poltavtsev N.S., Tereshin V.I. // Vacuum. 2000. V. 58. P. 195.
[http://doi.org/10.1016/S0042-207X\(00\)00168-8](http://doi.org/10.1016/S0042-207X(00)00168-8)
12. Uglov V.V., Cherenda N.N., Anishchik V.M., Stalmashonak A.K., Astashinski V.M., Mishchuk A.A. // Vacuum. 2007. V. 81. P. 1341.
<http://doi.org/10.1016/j.vacuum.2007.01.041>
13. Poate J.M., Foti G., Jacobson D.C. Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams. Berlin: Springer, 2013.
14. Wang D., Yang Y., Guo T., Xiong X., Xie Y., Li K., Li B., Ghali M. // Sol. Energy. 2021. V. 213. P. 118.
<https://doi.org/10.1016/j.solener.2020.11.041>
15. Huang J. // Optik. 2021. V. 226. 165437.
<https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.165437>
16. Li Y., Wu Y., Wang W., Lei M., Li X. // Surf. Coat. Technol. 2021. V. 405. 126567.
<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2020.126567>
17. Williams J.S., Poate J.M. Ion Implantation and Beam Processing. Orlando: Academic, 1984.
18. Wang F., Khan A., Ayaz M., Ahmad I., Nawaz R., Gul N. // J. Math. 2020. V. 2020. 8875976.
<https://doi.org/10.1155/2020/8875976>
19. Anders A. Handbook of Plasma Immersion Implantation and Deposition. New York: John Wiley & Sons, 2000.
20. Komarov F.F., Yuvchenko V.N. // Tech. Phys. 2003. V. 48. P. 717.
<https://doi.org/10.1134/1.1583824>
21. Белый А.В., Кукареко В.А., Лободаева О.В. Ионно-лучевая обработка металлов, сплавов и керамических материалов. Минск: Беларус. наука, 1998.
22. Kozlov E.V., Ryabchikov A.I., Sharkeev Yu.P., Stepanov I.B., Fortuna S.V., Sivin D.O., Kurzina I.A., Prokopova T.S., Mel'nik I.A. // Surf. Coat. Technol. 2002. V. 158. P. 343.
[https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(02\)00275-X](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(02)00275-X)
23. Moncoffre N., Jagielski J. // Surf. Coat. Technol. 1994. V. 65. P. 30.
[https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(94\)80005-7](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(94)80005-7)
24. Shipilova O.I., Gorbunov V.L., Paperny S.P., Chernykh A.A., Dresvyansky V.P., Martynovich E.F., Rakovich A.L. // Surf. Coat. Technol. 2020. V. 393. 125742.
<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2020.125742>
25. Zatsepin D.A., Boukhvalov D.W., Zatsepin A.F., Mikhaylov A.N., Gerasimenko N.N., Zaporochan O.A. // J. Mater. Sci. 2021. V. 56. P. 2103.
<https://doi.org/10.1007/s10853-020-05319-6>
26. Hutchings R. // Mater. Sci. Eng. A. 1994. V. 184. P. 87.
[https://doi.org/10.1016/0921-5093\(94\)91023-5](https://doi.org/10.1016/0921-5093(94)91023-5)
27. Zhang L.C., Chen L.Y., Wang L. // Adv. Eng. Mater. 2020. V. 5. 1901258.
<https://doi.org/10.1002/adem.201901258>
28. Pelletier J., Anders A. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. V. 33. P. 1944.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2005.860079>
29. Wei R. // Surf. Coat. Technol. 1996. V. 83. P. 218.
[https://doi.org/10.1016/0257-8972\(95\)02828-5](https://doi.org/10.1016/0257-8972(95)02828-5)

30. *Wilbur P.J., Davis J.A., Wei R., Vajo J.J., Williamson D.L.* // Surf. Coat. Technol. 1996. V. 83. P. 250.
[https://doi.org/10.1016/0257-8972\(95\)02830-7](https://doi.org/10.1016/0257-8972(95)02830-7)
31. *Ryabchikov A.I., Sivin D.O., Ananin P.S., Ivanova A.I., Lopatin I.V., Korneva O.S., Shevelev A.E.* // Surf. Coat. Technol. 2018. V. 355. P. 129.
<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2018.02.110>
32. *Ryabchikov A.I., Kashkarov E.B., Shevelev A.E., Obrossov A., Sivin D.O.* // Surf. Coat. Technol. 2019. V. 372. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2019.05.020>
33. *Ryabchikov A.I.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2021. V. 49. P. 2529.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3073942>
34. *Ryabchikov A.I., Ryabchikov I.A., Stepanov I.B., Dektyarev S.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. 03B516.
<https://doi.org/10.1063/1.2171674>
35. *Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Dektyarev S.V., Sivin D.O., Shevelev A.E.* // Vacuum. 2017. V. 143. P. 447.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.03.011>
36. *Koval T.V., Ryabchikov A.I., An T.M.K., Shevelev A.R., Sivin D.O., Ivanova A.I., Paltsev D.M.* // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V. 1115. 032007.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1115/3/032007>
37. *Ryabchikov A.I., Tarakanov V.P., Korneva O.S., Sivin D.O., Gurulev A.V.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2022. V. 533. P. 29.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2022.10.015>
38. *Brown I.G., Godechot X.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 1991. V. 19. P. 713.
<https://doi.org/10.1109/27.108403>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.525

ЧАСТОТНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ИСТОЧНИКА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

© 2025 г. П. П. Кизириди^{a,*}, Г. Е. Озур^{a,**}, В. И. Петров^{a,***}

^aИнститут сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3

* e-mail: kiziridi_pavel@mail.ru

** e-mail: ozur@lve.hcei.tsc.ru

*** e-mail: petrov@lve.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 15.05.2024 г.

После доработки 19.07.2024 г.

Принята к публикации 05.08.2024 г.

Исследован частотный режим работы (1 имп/с) источника низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на основе взрывоэмиссионного катода со встроенными в него дуговыми источниками плазмы, инициируемыми пробоем по поверхности диэлектрика. Установлено, что источник стабильно (без пропусков) генерирует пучок в условиях вакуумного и газонаполненного диодов при заданной частоте следования импульсов и зарядных напряжениях генератора, питающего электронную пушку, равных 5–20 кВ.

DOI: 10.31857/S0032816225010074, EDN: GGYHWI

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники низкоэнергетических (до 30 кэВ) сильноточных (десятки кА) электронных пучков (НСЭП) микросекундной длительности (2–4 мкс) широко используются для модификации поверхностных слоев металлов и сплавов методом импульсного плавления [1–5]. В результате такой модификации поверхностные слои приобретают улучшенные физико-химические свойства, что в конечном счете сказывается и на качестве самого изделия. Например, повышаются коррозионная стойкость, износстойкость, усталостная прочность и т. д. Как правило, для достижения положительного эффекта от облучения требуется несколько десятков импульсов на образец (изделие). Если в установке реализована подача большого количества образцов к месту облучения пучком, то число импульсов в одном вакуумном цикле может достигать нескольких тысяч. При таких условиях производительность источника НСЭП может быть существенно увеличена за счет повышения частоты следования импульсов f .

Ранее величина f не превышала 0.2 имп/с, так как она была ограничена мощностью имеющихся в нашем распоряжении блоков питания. Такой режим работы источников НСЭП с плазменным анодом и многопроволочным медным взрывоэмиссионным катодом [6] был достаточно стабилен. При попытке увеличения f с 0.2 до 1 имп/с (когда это стало технически возможным) было зафиксировано большое количество пропусков генерации пучка (до 30%, при этом плазменный анод формировался стабильно) [7]. На наш взгляд, это связано с частичной дегазацией поверхности катода, в результате чего возникают нестабильности возбуждения взрывной эмиссии.

В 2020 году мы создали новый катодный узел со встроенными в катод дуговыми источниками плазмы, инициируемыми пробоем по поверхности диэлектрика [8, 9]. В режиме одиночных импульсов ($f \leq 0.2$ имп/с) данный катодный узел обеспечивает высокую стабильность срабатывания всех дуговых источников в катоде, в том числе при пониженных (от 5 кВ) напряжениях. Кроме того, была показана возможность работы данного узла в режиме вакуумного или

газонаполненного диода, т. е. без предварительного создания плазменного анода. Это дало нам основания полагать, что использование катода с дуговыми источниками плазмы при частотном (импульсно-периодическом, пачечном) режиме работы ($f = 1$ имп./с) источника НСЭП позволит решить проблему пропусков генерирования пучка. Наша работа посвящена исследованию частотного режима работы взрывоэмиссионного катода со встроенными в него дуговыми источниками плазмы.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 представлена схема эксперимента. Катодный узел пушки включает в себя взрывоэмиссионный катод 1 в виде перфорированного медного диска диаметром 30 мм, в отверстия которого заподлицо вставлены керамические трубы 2 и медные электроды 3, образующие вместе с катодом дуговые источники плазмы; 10 дуговых источников расположены по окружности $\varnothing 15$ мм и 15 дуговых источников — по окружности $\varnothing 24$ мм. Каждый из 25 электродов заземлен через резисторы 5 (три последовательно соединенных резистора номиналом 750 Ом каждый). Для увеличения количества взрывоэмиссионных центров в катод (по всей поверхности) также впрессованы пучки тонких (80 мкм) медных проволок 4 в количестве 25 штук (справа на рис. 1

условно показано 6 штук). Таким образом, эмитирующая часть катода фактически представляет собой кольцо внешним диаметром примерно 24 мм и шириной 4.5 мм. На катоде также располагался чашеобразный металлический экран 11. Он прикрывал резисторы от образовавшейся в течение импульса плазмы и тем самым уменьшал вероятность пробоя вдоль их поверхности.

Амплитуда ускоряющего напряжения, подаваемого от генератора высоковольтных импульсов (ГВИ) 7, определявшаяся зарядным напряжением ГВИ $U_{\text{зар}}$, варьировалась в диапазоне 5–20 кВ. Частота следования импульсов f могла меняться от 0.2 до 1 имп./с. Число импульсов в серии варьировалось от 10 до 50, после серии выдерживалась пауза 1–2 мин. Коллектором пучка служила пластина 12 из нержавеющей стали толщиной 1 мм. Импульсное ведущее магнитное поле, обеспечивающее транспортировку пучка, создавалось секционированным соленоидом 14.

Регистрация импульсов ускоряющего напряжения осуществлялась с помощью активного делителя, полного тока диода и тока пучка на коллектор — поясами Роговского. Сигналы с датчиков подавались на входы 4-канального широкополосного (200 МГц) цифрового осциллографа Tektronix TDS 2024. Осциллограф работал как в режиме одиночных импульсов, так и в режиме накопления (для получения средних за серию импульсов осциллограмм).

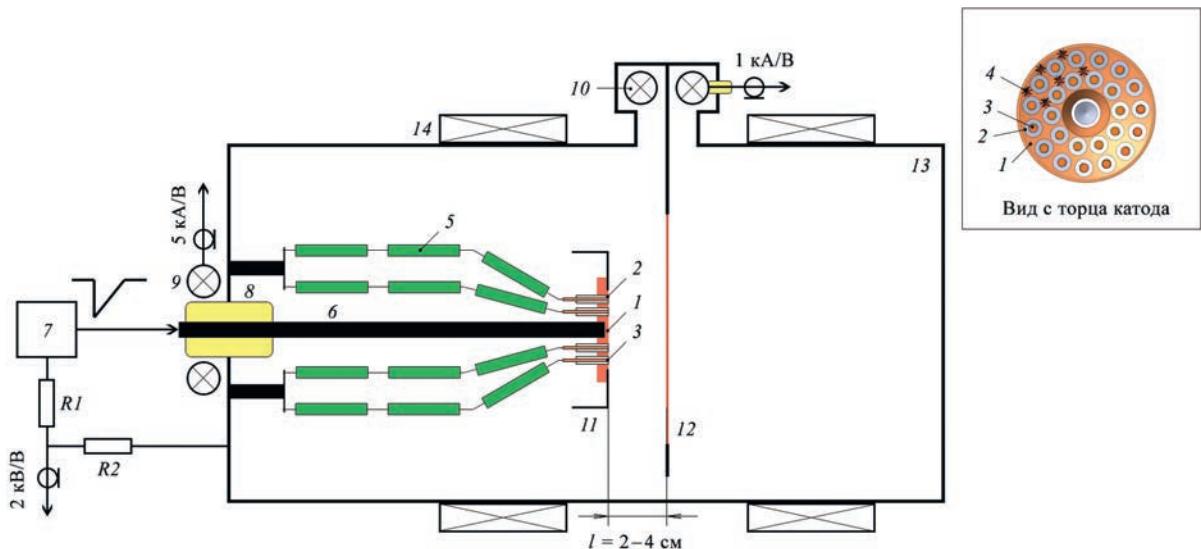


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — катод, 2 — керамические трубы, 3 — медные электроды, 4 — пучок медных проволок, 5 — резистор ТВО-2 (750 Ом), 6 — катододержатель, 7 — генератор высоковольтных импульсов, 8 — изолятор ввода ускоряющего напряжения; 9 и 10 — пояса Роговского, 11 — экран, 12 — коллектор (анод), 13 — вакуумная камера, 14 — соленоид; R1, R2 — активный делитель напряжения.

Эксперименты проводились как в условиях вакуумного диода (давление остаточного газа $p = 0.01$ Па), так и при напуске рабочего газа (аргон) до давления 0.027–0.054 Па.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2, 3 представлены средние за серию из 20 импульсов осциллографмы напряжения и токов, сделанные в режиме накопления при различных значениях зарядного/ускоряющего напряжения и давления рабочего/остаточного газа. Частота следования импульсов во всех случаях составляла 1 имп/с.

В целом полученные осциллографмы аналогичны тем, которые мы наблюдали при генерации одиночных импульсов [9, 10]. С увеличением зарядного напряжения ГВИ амплитуда полного тока диода растет практически пропорционально. Рост амплитуды тока пучка на коллектор при этом наблюдается лишь при зарядных напряжениях до 10–12 кВ, после чего она практически не меняется и составляет 16–18 кА. Это соответствует известным представлениям о переходе катодной плазмы в режим насыщения, характерным для сантиметровых ускоряющих промежутков [11]. Амплитуда же полного тока в диоде продолжает расти с увеличением зарядного напряжения вследствие развития пробоя в

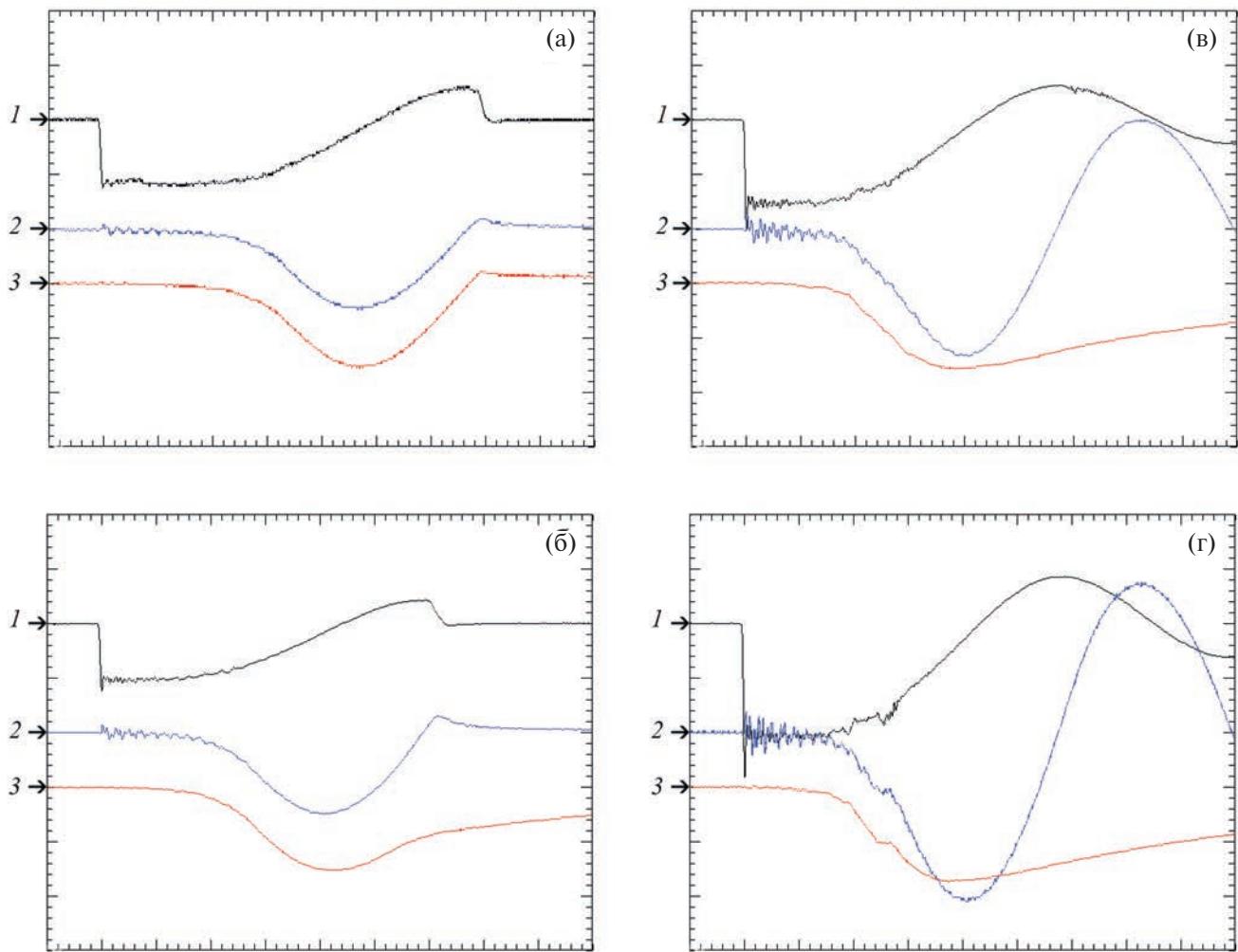


Рис. 2. Средние за серию импульсов осциллографмы ускоряющего напряжения (Ch1), полного тока диода (Ch2) и тока пучка на коллектор (Ch3): **а** – $U_{\text{зап}} = 5$ кВ, **б** – $U_{\text{зап}} = 10$ кВ, **в** – $U_{\text{зап}} = 15$ кВ, **г** – $U_{\text{зап}} = 20$ кВ. Давление остаточного газа (воздух) – 0.01 Па. Ширина зазора катод–анод – 3 см. Индукция ведущего магнитного поля 0.15 Тл. Масштабы по вертикали: **а** – Ch1 – 4 кВ/дел, Ch2 – 5 кА/дел, Ch3 – 5 кА/дел; **б, в, г** – Ch1 – 10 кВ/дел, Ch2 – 10 кА/дел, Ch3 – 10 кА/дел. Горизонтальная шкала 1 мкс/дел.

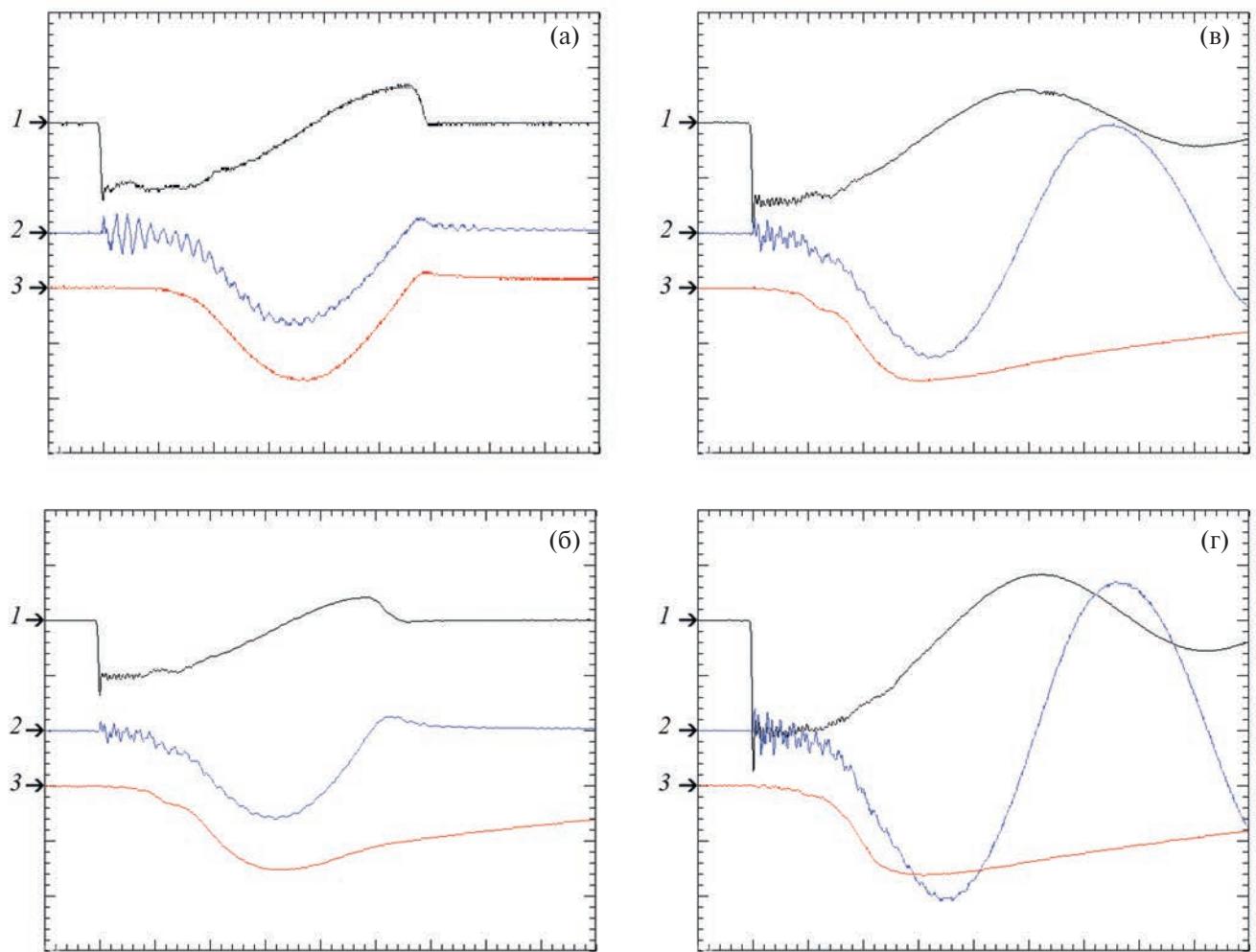


Рис. 3. Средние за серию импульсов осциллограммы ускоряющего напряжения Ch1, полного тока диода Ch2 и тока пучка на коллектор Ch3: а – $U_{\text{зар}} = 5$ кВ, б – $U_{\text{зар}} = 10$ кВ, в – $U_{\text{зар}} = 15$ кВ, г – $U_{\text{зар}} = 20$ кВ. Давление аргона 0.04 Па. Ширина зазора катод–анод 3 см. Индукция ведущего магнитного поля 0.15 Тл. Масштабы по вертикали: а – Ch1 – 4 кВ/дел, Ch2 – 5 кА/дел, Ch3 – 5 кА/дел; б, в, г – Ch1 – 10 кВ/дел, Ch2 – 10 кА/дел, Ch3 – 10 кА/дел. Горизонтальная шкала 1 мкс/дел.

катодном узле, а также пробоя на стенку корпуса пушки, которые пока не удалось подавить.

Наиболее стабильную работу катод показал в условиях газонаполненного диода. На рис. 4 представлены осциллограммы нескольких импульсов из серии. Видно, что осциллограммы тока пучка практически повторяют друг друга, разброс амплитуды тока пучка не превышает $\pm 10\%$. В случае вакуумного диода этот разброс мог достигать $\pm 25\%$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрирован устойчивый частотный режим работы ($f = 1$ имп/с) источника низкоэнергетических сильноточных электронных

пучков на базе взрывоэмиссионного катода со встроенными в него дуговыми источниками плазмы. При работе источника не зафиксировано ни одного пропуска генерирования пучка во всем диапазоне амплитуд ускоряющего напряжения (5–20 кВ). Оценки тепловой стойкости резисторов в цепях дуговых источников плазмы показывают возможность дальнейшего увеличения частоты следования импульсов до 2–3 имп/с, однако риск выхода из строя накопительного конденсатора (ИК-50/3) генератора высоковольтных импульсов вынудил нас пока отказаться от этого.

Наиболее стабильные от импульса к импульсу (разброс амплитуды тока пучка не более $\pm 10\%$) осциллограммы наблюдались в режимах с

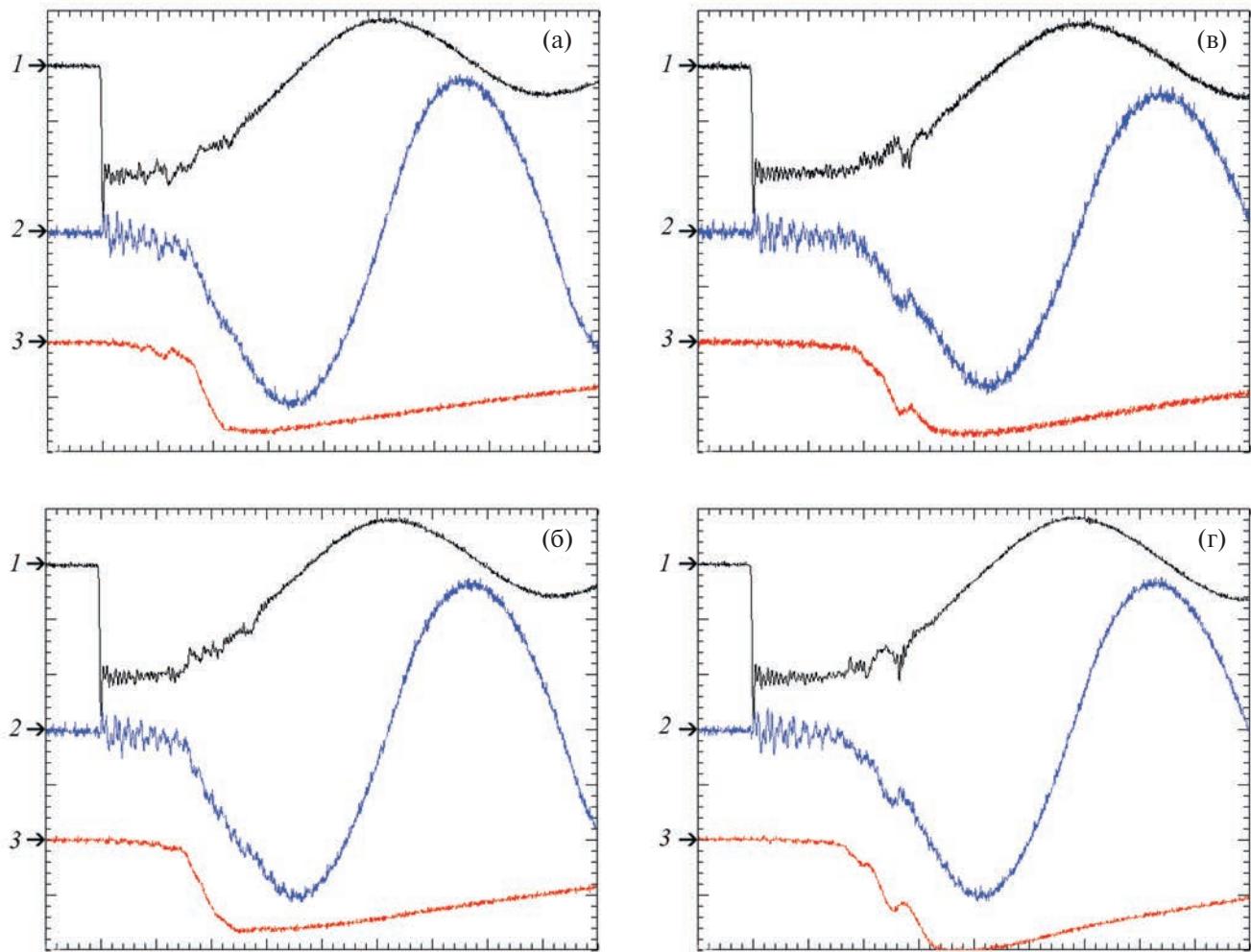


Рис. 4. Осциллографмы ускоряющего напряжения (Ch1, 10 кВ/дел), полного тока диода (Ch2, 10 кА/дел) и тока пучка на коллектор (Ch3, 10 кА/дел): **а** – 1-й импульс в серии, **б** – 10-й импульс в серии, **в** – 20-й импульс в серии, **г** – 30-й импульс в серии. Зарядное напряжение – 20 кВ. Давление аргона – 0.04 Па. Горизонтальная шкала – 1 мкс/дел.

напуском рабочего газа (аргон) до давлений 0.027–0.054 Па. В случае вакуумного диода (давление остаточного газа 0.01 Па) разброс амплитуды тока пучка на коллектор мог доходить до $\pm 25\%$. При этом средняя за серию импульсов амплитуда полного тока в вакуумном диоде была приблизительно равна аналогичной величине для случая газонаполненного диода.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа финансировалась в рамках государственного задания по программе фундаментальных научных исследований Сибирского отделения РАН “Низкотемпературная газоразрядная плазма и ее применение для решения научных

и технологических задач”, проект “Низкотемпературная плазма стационарных и импульсных разрядов в газах и вакууме и ее применение в электрофизических устройствах”, № FWRM-2021-0007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meisner L.L., Rotshstein V.P., Semin V.O., Meisner S.N., Markov A.B., Yakovlev E.V., D'yachenko F.A., Neiman A.A., Gudimova E.Yu. // Surf. Coat. Technol. 2020. V. 4044. 12644. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2020.126455>
2. Meisner S.N., Yakovlev E.V., Semin V.O., Meisner L.L., Rotshstein V.P., Neiman A.A., D'yachenko F.A. // Appl. Surf. Sci. 2018. V. 437. P. 217. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2017.12.107>

3. *Okada A., Okamoto Y., Uno Y., Uemura K.* // J. Mater. Process. Technol. 2014. V. 214. P. 1740.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.jmatprotoc.2014.02.028>
4. *Murray J.W., Walker J.C., Clare A.T.* // Surface and Coatings Technology. 2014. V. 259. P. 465.
<http://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2014.10.045>
5. *Cai J., Guan Q., Hou X., Wang Zh., Su J., Han Zh.* // Appl. Surf. Sci. 2014. V. 317. P. 360.
<http://doi.org/10.1016/j.apsusc.2014.08.049>
6. *Озур Г.Е., Проскуровский Д.И.* Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск: Наука, 2018.
7. *Петров В.И.* Частное сообщение. 18.01.2020.
8. *Кизириди П.П., Озур Г.Е.* // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. № 15. С. 47.
<http://doi.org/10.21883/PJTF.2020.15.49750.18364>
9. *Петров В.И., Кизириди П.П., Озур Г.Е.* // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 11. С. 1764.
<http://doi.org/10.21883/JTF.2021.11.51541.80-21>
10. *Kiziridi P.P., Ozur G.E.* // Vacuum. December 2021. V. 194. 110560.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2021.110560>
11. *Абдуллин Э.Н., Баженов Г.П.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 9. С. 1969.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.384.6

ПРИМЕНЕНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ЭКРАНА CHROMOX ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

© 2025 г. В. В. Куркучеков^{a,*}, И. В. Кандауров^a, Н. Абед^a,
Д. А. Никифоров^a, Д. С. Таныгина^a

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

* e-mail: VV.Kurkuchekov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 23.04.2024 г.

После доработки 05.06.2024 г.

Принята к публикации 02.07.2024 г.

Сообщается о результатах применения флуоресцентного экрана из алюмооксидной керамики Chromox для измерения распределения плотности тока в поперечном сечении интенсивного импульсного электронного пучка низкой энергии. Были исследованы свойства экрана с напылением золота разной толщины: 30 и 300 нм. Покрытие толщиной 30 нм обладает хорошей проводимостью и при этом достаточной прозрачностью (около 5%) для излучения флуоресценции, что позволяет визуализировать двумерную картину распределения тока пучка с хорошим пространственным разрешением. Однако такое покрытие демонстрирует ограниченную устойчивость к воздействию пучка с током не менее 1.5 А (более 0.6 А/см²), энергией 15 кэВ, длительностью 1 мс. Покрытие толщиной 300 нм обладает значительно большей устойчивостью, но не прозрачно для излучения флуоресценции, поэтому изображение регистрировалось на просвет пластины сцинтиллятора. Такой подход позволяет получить изображение отпечатка пучка, однако с несколько худшим пространственным разрешением.

DOI: 10.31857/S0032816225010086, EDN: GHBUIW

1. ВВЕДЕНИЕ

Пучки электронов с энергией в диапазоне десятков кэВ находят применение в физическом материаловедении как инструмент моделирования импульсных тепловых нагрузок на поверхность материалов [1, 2]. В настоящее время в ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера создается экспериментальный стенд для изучения усталостной стойкости перспективных материалов облицовки дивертора и первой стенки термоядерных реакторов с магнитным удержанием под воздействием быстрых тепловых нагрузок, возникающих вследствие нестационарных процессов в горячей плазме. Для имитации теплового удара планируется использовать импульсный электронный пучок с плотностью мощности 0.1–1 ГВт/м² при длительности импульса около 1 мс и энергии электронов 10–30 кэВ, работающий в частотно-импульсном режиме [3]. Инфор-

мация о распределении плотности мощности пучка на поверхности исследуемой мишени является принципиально важной в таких экспериментах.

В существующем многообразии методов измерения распределения плотности тока (плотности мощности) в падающем на мишень электронном пучке можно выделить две основные группы: а) с локальным непосредственным измерением параметров пучка; б) основанные на регистрации излучения, возникающего в результате взаимодействия электронов пучка с мишенью.

Методы первой группы используют набор (матрицу) микроколлекторов или микрокалиметров, выполняющих синхронные точечные измерения по сечению пучка [4], или используют поперечное сканирование пучка тонкой проволочкой либо щелевой диафрагмой, за которой располагается коллектор [5]. К очевидным недостаткам таких методов относятся невысокое

пространственное разрешение и необходимость большого числа каналов регистрации, а в случае сканирующих диагностик – большое количество импульсов пучка, необходимое для восстановления единичного профиля.

Методы второй группы позволяют получать изображение падающего на мишень пучка с помощью рентгеновского [6], переходного [7], теплового [8] излучений, а также люминесценции материала мишени в видимом диапазоне [9]. Тип регистрируемого излучения определяется параметрами пучка и техническими возможностями эксперимента, однако применение люминесцентного экрана в качестве мишени является, пожалуй, самым простым и легко интерпретируемым методом, позволяющим за один импульс получить двумерную картину поперечного сечения пучка с хорошим пространственным разрешением.

Для диагностирования пучка с приведенными выше величинами энергии частиц, длительности и плотности мощности люминесцентный экран должен удовлетворять ряду требований:

- спектр излучения люминофора должен лежать в спектрально чувствительной области ПЗС- и КМОП-матриц;
- высокий световой отклик люминофора и его линейность в широком динамическом диапазоне;
- достаточно малое время затухания флуоресценции и отсутствие длительного послесвечения для измерения профиля пучка в последовательных импульсах;
- совместимость с условиями высокого вакуума;
- устойчивость к нагреву и тепловым ударам;
- механическая прочность и возможность изготовления экранов достаточно большого размера при разумной стоимости.

Одним из материалов, в основном удовлетворяющим этим требованиям, является Chromox – корундовая керамика с 0.5-процентной добавкой Cr_2O_3 [10]. Данный тип флуоресцентного экрана широко известен как инструмент диагностики пучков в ускорительных комплексах. Как правило, речь идет о релятивистских (от нескольких МэВ до сотен ГэВ) пучках тяжелых ионов или электронов с токами до 0.1 мА и полным зарядом, приходящим на мишень за импульс пучка, не более нескольких н·Кл [11–14]. Поскольку керамика Chromox является хорошим изолятором, ее использование для диагностики пучков электронов с энергией в диапазоне нескольких

десятков кэВ и сравнительно большим полным зарядом в импульсе (порядка 10^{-3} Кл) сталкивается с проблемой накопления заряда на мишени, что может заметно искажить регистрируемые характеристики пучка.

В нашей работе сообщаются результаты исследования возможности применения экрана Chromox с металлическим напылением для диагностики электронного пучка с энергией 10–20 кэВ, током до 2 А и длительностью около 1 мс, предназначенного для изучения стойкости различных материалов к быстрым тепловым нагрузкам.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема регистрации распределения тока электронного пучка представлена на рис. 1. Пучок генерируется пушкой с термокатодом на основе гексаборида лантана, разработанной и изготовленной в ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера. В описываемых экспериментах катод имел колышевую форму с внешним диаметром 16 мм и внутренним – 8 мм. Высоковольтный модулятор позволял формировать импульсы пучка с током до 10 А при ускоряющем напряжении до 20 кВ

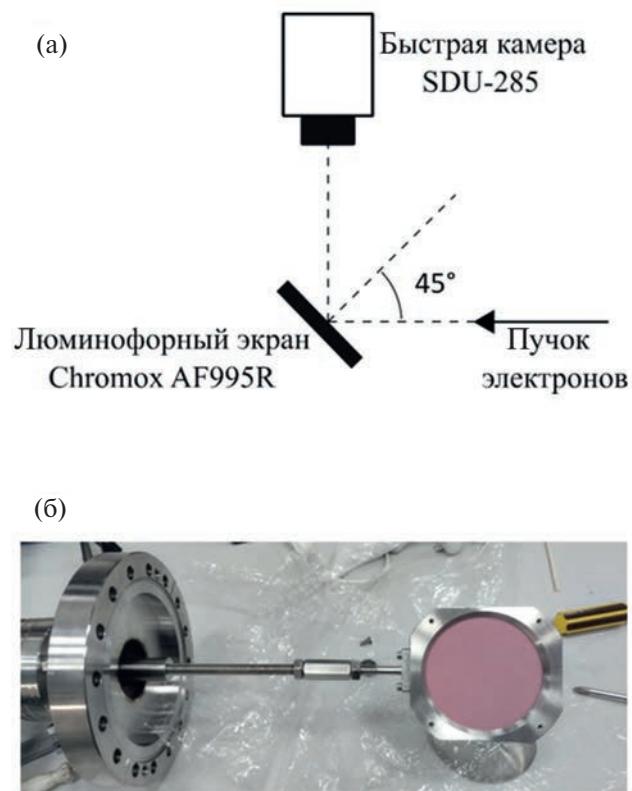


Рис. 1. а – Схема регистрации распределения тока электронного пучка с помощью флуоресцентной керамики Chromox. **б –** Вакуумная подвижка с закрепленным флуоресцентным экраном.

и длительностью импульса от 20 мкс и выше с частотой повторения до 100 Гц. Пучок формировался и транспортировался на мишень в осевом расходящемся магнитном поле величиной 80 мТл на катоде и около 34 мТл на мишени. Подробное описание экспериментального стенда, устройства пушки и систем питания можно найти в работе [3].

Флуоресцентный экран марки Chromox AF995R [10] производства Advantech UK Ltd. был закреплен на вакуумной подвижке под углом 45° к оси пучка на расстоянии около 20 см от катода. Экран представлял собой пластину из керамики толщиной 1 мм и диаметром 80 мм. Данный тип люминофора хорошо изучен и имеет обширную историю применения в диагностике пучков частиц. Плотность керамики равна 3.85 г/см³ при размере зерен 10–15 мкм. Спектр люминесценции состоит из линий с длиной волны 691 нм и 694 нм со временем спада флуоресценции 3.4 мс и 6.7 мс соответственно. Керамика Chromox совместима с высоким вакуумом, хорошо переносит тепловые нагрузки, обладает высоким выходом фотонов ($5 \cdot 10^4$ фотонов/МэВ) и линейностью отклика.

Свечение экрана регистрировалось ПЗС-камерой SDU-285 [15]. Камера оснащена матрицей SONY ICX285AL с разрешением 1392 × 1040 пикселей размером 6.45 × 6.45 мкм². Время экспозиции в экспериментах составляло 5 мс.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 приведены снимки свечения экрана Chromox с чистой поверхностью при различной величине ведущего магнитного поля. Пучок

имел ток около 1 А при ускоряющем напряжении 10 кВ и длительности импульса 1 мс. На снимках видно сильное искажение кольцевой формы пучка и его расплывание, обусловленное накоплением заряда на мишени. При сравнительно низких величинах ускоряющего напряжения (менее 10 кВ) на осциллограммах тока наблюдалось даже запирание тока эмиссии пушки.

3.1. Экран Chromox с напылением золота толщиной 30 нм

Для устранения эффектов, связанных с накоплением заряда на поверхности, можно использовать металлическую сетку, плотно прилегающую к флуоресцентному экрану, либо напыленную на его поверхность. Однако изображение сетки неизбежно наложится на изображение пучка и ухудшит качество получаемых данных [16]. Этого можно избежать, если нанести на люминофор тонкую металлическую пленку, которая будет обеспечивать хорошую проводимость поверхности, обладая вместе с этим достаточной прозрачностью для излучения люминофора. Пленка покрытия должна быть однородной и стойкой к химическому взаимодействию с материалом экрана.

В качестве материала такого покрытия было выбрано золото, поскольку этот металл обладает хорошей проводимостью и является одним из самых химически инертных. Толщина покрытия выбиралась, исходя из зависимости удельной проводимости пленки золота от ее толщины. Так, при толщине около 20 нм удельная прово-

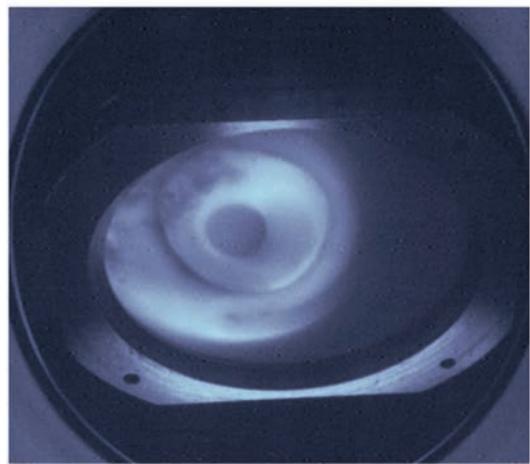
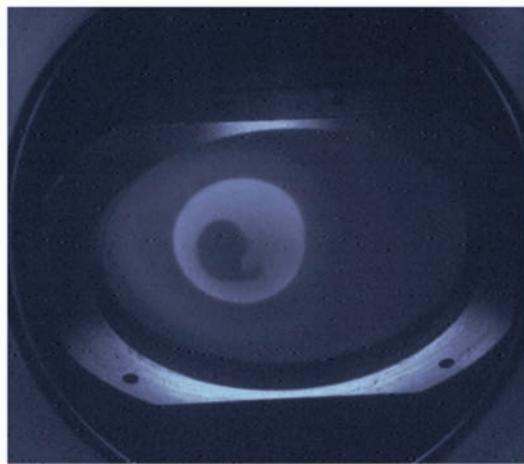


Рис. 2. Снимки свечения экрана Chromox под действием пучка электронов при различной величине ведущего магнитного поля.

димость покрытия достигает максимума и далее практически не изменяется [17].

В нашей работе толщина покрытия составила около 30 нм. Для такой пленки золота пропускание света с длиной волны 693–695 нм составляет величину около 5% [18], что обеспечивает достаточную яркость для регистрации изображения. Напыление золота проводилось термовакуумным способом, толщина пленки измерялась с помощью кремниевой пластины-свидетеля, которая располагалась рядом с напыляемым экраном. Заметим, что при толщине напыления около 30 нм и заявленной производителем зернистости керамики 10–15 мкм сложно судить о непрерывности металлического покрытия на поверхности. Для контроля проводимости сопротивление напыленной пленки измерялось мультиметром Fluke15B+. Величина сопротивления между заземленным держателем экрана и произвольной точкой на покрытии не превышала 30 Ом.

Снимок свечения пучка на экране с золотым напылением 30 нм приведен на рис. 3. Ток эмиссии здесь был равен 1 А при ускоряющем напряжении 12 кВ и длительности импульса 0.4 мс. В отличие от опытов с керамикой без напыления, отпечаток пучка имеет форму четкого кольца без искажений. Внешний диаметр отпечатка составляет 24 мм, что соответствует расчетному расширению пучка в расходящемся ведущем магнитном поле. Как можно увидеть, наряду с отпечатком пучка на снимке присутствует неоднородный фон. Он обусловлен как подсветкой экрана излучением горячего катода,

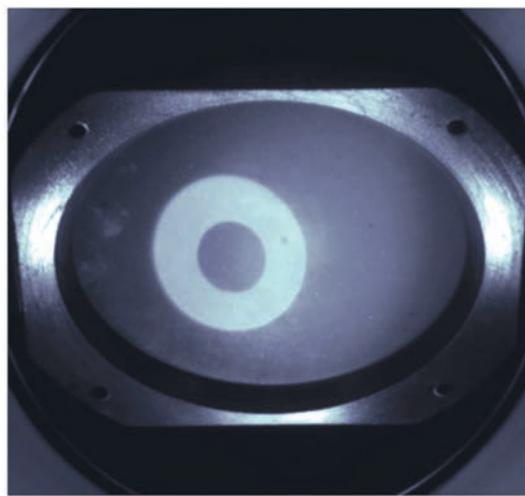


Рис. 3. Изображение отпечатка пучка на экране Chromox с золотым напылением толщиной 30 нм.

так и наличием рассеянных электронов, возникающих при отражении части электронов пучка от материала экрана.

Как известно из многочисленных литературных источников (см., например, [19]), для угла падения 45° коэффициент отражения по току электронов с энергией около 10 кэВ от алюминиевой мишени составляет величину 15–20%. При наличии ведущего магнитного поля отраженные электроны возвращаются назад на пушку, где часть из них отражается обратно потенциалом катода, а остальные частично отражаются внешними элементами конструкции пушки (нержающей сталь), в итоге эти дважды отраженные электроны вновь возвращаются на мишень.

Для прямого сопоставления яркости отпечатка пучка с величиной плотности тока, приходящейся на соответствующий участок изображения, зависимость светового отклика люминофора от количества частиц должна быть линейной. Подробное исследование различных люминесцентных экранов, проведенное в GSI (Центр по изучению тяжелых ионов имени Гельмгольца, Дармштадт, Германия) [20], показывает, что флуоресцентный экран Chromox обладает хорошей линейностью отклика. Однако данная характеристика измерялась на пучках ионов с энергией 295 МэВ/а.с.м. в отсутствие металлического покрытия поверхности.

Принципиальные отличия параметров пучка и наличие металлического покрытия экрана делают необходимой проверку линейности светового отклика в представляемых экспериментах. Для этого экран с золотым напылением облучался электронным пучком при различных значениях энергии частиц, тока и длительности импульса. Настройки камеры оставались неизменными на протяжении всей экспериментальной серии. Полученные результаты приведены на рис. 4.

По оси абсцисс отложено количество электронов в пучке за импульс. По оси ординат отложена интегральная яркость отпечатка пучка. Интегрирование проводилось по прямоугольной области, занятой отпечатком пучка. Размеры и положение области интегрирования были постоянными при обработке всех снимков. Экспериментальные зависимости, полученные при различных значениях ускоряющего напряжения, отложены на графике. Штриховыми прямыми показаны линейные функции, вписанные в соответствующие зависимости методом

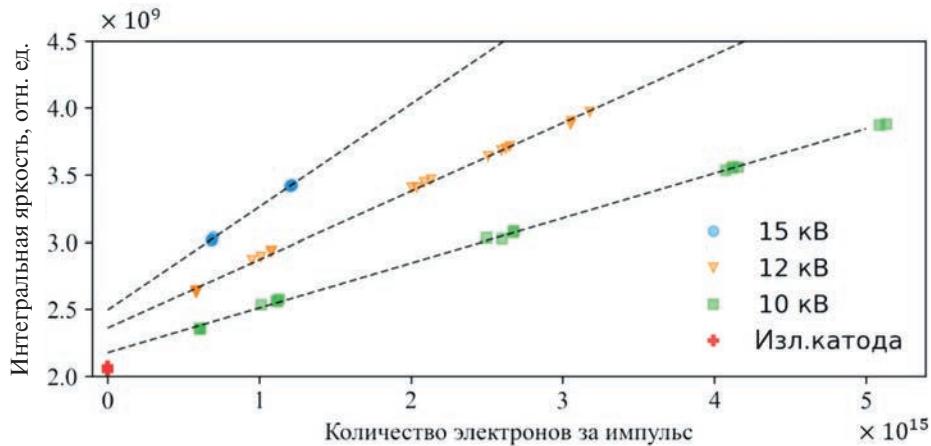


Рис. 4. Зависимость интегральной яркости отпечатков пучка от количества электронов пучка.

наименьших квадратов. Ненулевые величины яркости при нулевых значениях тока обусловлены подсветкой экрана излучением горячего катода пушки (соответствующий уровень показан на графике красным крестиком) и наличием фона от рассеянных электронов. Тем не менее световой отклик зависит от количества электронов пучка линейно.

Отметим, что в серии экспериментов по проверке линейности светового отклика флуоресцентный экран был подвергнут суммарному воздействию около 500 импульсов пучка, ток в которых не превышал 0.9 А при энергии электронов 15 кэВ и длительности импульса до 1 мс. На поверхности экрана были замечены редкие случаи пробоев, но в итоге серии ухудшения качества изображения не наблюдалось. При увеличении тока пучка до 1.5 А и выше частота и яркость

поверхностных разрядов значительно выросли (рис. 5а). Следы разрядов носили необратимый характер: проявившись, они оставались видны и на последующих снимках как светлые ломаные линии. По мере накопления этих следов качество изображения заметно ухудшилось, пример такого снимка приведен на рис. 5б. Деградация качества отпечатка сопровождалась появлением сильных шумов на осциллограммах тока пучка и частичным запиранием тока эмиссии, как это наблюдалось в случае керамики без металлического покрытия.

Всего в этой серии экспериментов экран подвергся воздействию около 50 импульсов пучка с током 1.4–2 А, при ускоряющем напряжении 13–15 кэВ и длительности до 1 мс. После извлечения экрана из вакуумной камеры контрольные измерения сопротивления золотого покрытия

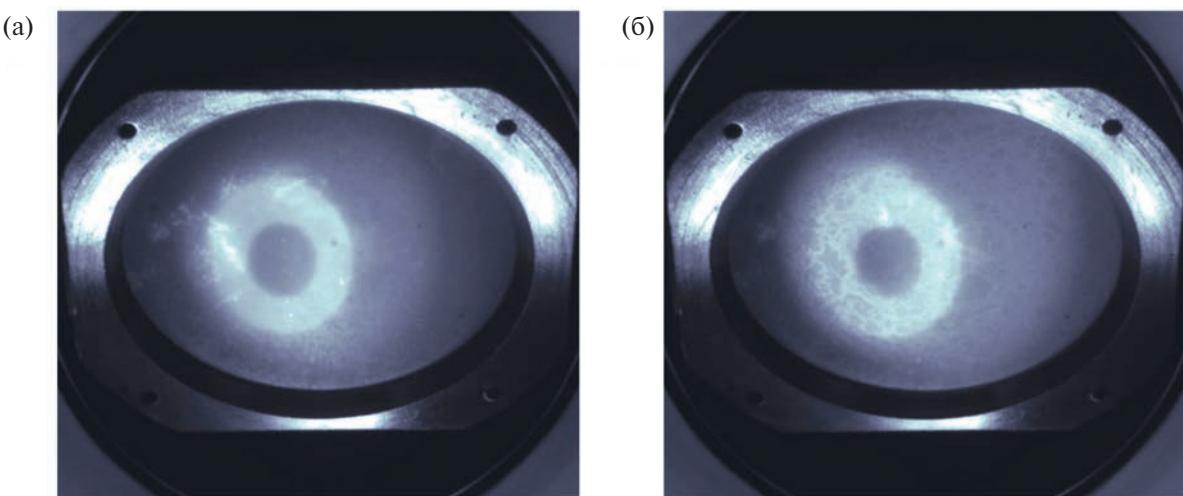


Рис. 5. а – Пример снимка разряда возникающего на поверхности флуоресцентного экрана. **б –** Изображение отпечатка пучка и множественных следов от разрядов после нескольких десятков импульсов.

показали его рост в 10^4 – 10^5 раз, причем наиболее сильно проводимость ухудшилась на периферии напыления в областях, не подвергавшихся прямому воздействию пучка.

3.2. Экран Chromox с напылением золота толщиной 300 нм

Нестойкость напыления толщиной 30 нм привела к решению повысить стойкость покрытия за счет увеличения его толщины. Нанесенное ранее напыление было сошлифовано абразивом, затем был напылен слой золота толщиной около 300 нм. Такое покрытие является в значительной степени прозрачным как для электронов пучка, так и для сопутствующего тормозного излучения. Так, в приближении непрерывного замедления пробег электронов с энергией 15 кэВ до полной остановки в золоте составляет примерно 750 нм [21], а коэффициент пропускания для фотонов с энергией 5 кэВ превышает 0.6 [22].

Хотя золотое покрытие такой толщины не прозрачно для спектра флуоресценции, хорошая прозрачность керамики Chromox для собственного излучения на длине волны 693 нм (коэффициент ослабления равен 8 см^{-1} [10]) позволяет регистрировать флуоресценцию на просвет пластины экрана. Внешний вид экрана с напылением и схема регистрации показаны на рис. 6. Сопротивление покрытия не превышало примерно 0.6 Ом между любыми двумя точками на поверхности.

На рис. 7 приведен пример снимка отпечатка пучка, полученного в такой конфигурации эксперимента. Как можно увидеть, контрастность

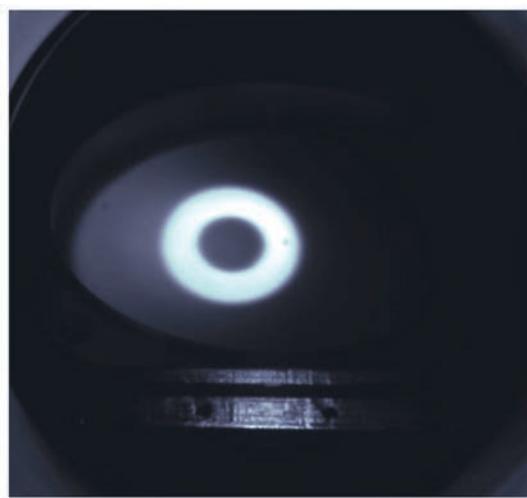


Рис. 7. Изображение свечения отпечатка пучка на обратной стороне флуоресцентного экрана Chromox с золотым напылением толщиной 300 нм.

получаемых снимков заметно улучшилась, что связано с исчезновением паразитной подсветки от горячего катода электронной пушки, а также большей прозрачностью пластины Chromox толщиной 1 мм для собственного излучения по сравнению с золотым напылением толщиной около 30 нм (коэффициенты пропускания равны соответственно 45% и около 5%). Вместе с этим конечная толщина пластины керамики приводит к некоторому размытию изображения и, следовательно, снижению пространственного разрешения диагностики.

Экран был извлечен из вакуумной камеры после примерно 100 импульсов пучка с энергией 15 кэВ, током 1.6 А и длительностью 1 мс.



Рис. 6. а – Внешний вид флуоресцентного экрана Chromox с золотым напылением толщиной 300 нм. **б** – Схема регистрации распределения тока пучка по излучению прошедшему сквозь пластину сцинтиллятора.

Контрольные измерения сопротивления показали, что сопротивление покрытия не изменилось по сравнению с первоначальным, до облучения пучком.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Показано, что флуоресцентный экран из алюмооксидной керамики Chromox с металлическим напылением на экране может быть успешно применен для диагностики распределения плотности тока в поперечном сечении импульсного электронного пучка с энергией 10–20 кэВ, плотностью тока на мишени $1 \text{ A}/\text{см}^2$ и длительностью около 1 мс. Керамика Chromox устойчива к термоударам, производимым пучком.

2. Покрытие из золота толщиной около 30 нм, напыленное термовакуумным методом, имеет достаточную прозрачность (около 5%) к флуоресцентному излучению керамики и позволяет получать снимки с высоким пространственным разрешением, однако имеет ограниченную устойчивость к воздействию пучка. Покрытие теряет свои проводящие свойства после нескольких десятков импульсов пучка с энергией около 15 кэВ, током более 1.5 А (плотность тока на мишени около $1 \text{ A}/\text{см}^2$) и длительностью 1 мс.

3. Рассмотрена схема измерения с золотым покрытием около 300 нм и регистрацией изображения “на просвет” флуоресцентного экрана. Напыление такой толщины оказалось значительно более устойчивым к воздействию пучка и не снизило своих проводящих качеств после примерно 100 импульсов пучка с энергией 15 кэВ, током 1.6 А и длительностью 1 мс. Такая схема измерения дает большую яркость и контрастность изображения и свободна от паразитной засветки со стороны катода пушки, но рассеяние света в материале экрана приводит к некоторому снижению пространственного разрешения диагностики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят А.В. Петренко за предоставленную керамику Chromox. Авторы признательны Д.И. Сковородину и Ю.А. Труневу за полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-00037).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Loewenhoff T., Hirai T., Keusemann S. et al.* // *J. Nucl. Mater.* 2011. V. 415. № 1. P. S51.
<http://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2010.08.065>
2. *Vyacheslavov L., Arakcheev A., Burdakov A. et al.* // *AIP Conf. Proc.* 2016. V. 1771. № 1. 060004.
<https://doi.org/10.1063/1.4964212>
3. *Куркучеков В.В., Абед Н., Иванов А.В., Кандайров И.В., Никифоров Д.А.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2024. Т. 47. № 2. С. 73.
4. *Schuch R.L., Kelly J.G.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1972. V. 43. № 8. P. 1097.
<https://doi.org/10.1063/1.1685854>
5. *Forck P.* arXiv preprint arXiv:2009.10411. 2020.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2009.10411>
6. *Kurkuchekov V., Kandaurov I., Truney Y.* // *J. Instrum.* 2018. V. 13. № 5. P05003.
<http://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/P05003>
7. *Silva T.F., Bonini A.L., Lima R.R. et al.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. V. 83. № 9.
<https://doi.org/10.1063/1.4748519>
8. *Астrelin В.Т., Бурдаков А.В., Заболотский А.Ю. и др.* // ПТЭ. 2004. № 2. С. 66.
<https://doi.org/10.1023/B:INET.0000025201.89969.ae>
9. *Ischebeck R., Prat E., Thominet V., Loch C.O.* // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2015. V. 18. № 8. 082802.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.18.082802>
10. *McCarthy K.J., Baciero A., Zurro B. et al.* // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 92. № 11. P. 6541.
<https://doi.org/10.1063/1.1518133>
11. *Bal C., Bravin E., Lefèvre T. et al.* // Proceedings of DIPAC 2005. Lyon, France. 2005. P. 57. № CERN-AB-2005-067.
12. *Forck P., Andre C., Becker F. et al.* // Proceedings of DIPAC2011, Hamburg, Germany, MOPD53. P. 170.
13. *Good J., Kube G., Leuschner N. et al.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2013. V. 425. № 12. 122012.
<http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/425/12/122012>
14. *Lumpkin A.H., Yang B.X., Berg W.J. et al.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 1999. V. 429. № 1–3. P. 336.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00075-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00075-3)
15. Описание камеры.
<http://www.sppt.ru/sppt/catalog.php?1>
16. *Berg W., Ko K.* // *AIP Conf. Proc.* 1992. V. 281. № 1. P. 279.
<https://doi.org/10.1063/1.44348>
17. *Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Карпушов Е.Н.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 11. С. 102.

18. Axelevitch A., Gorenstein B., Golan G. // Physics Procedia. 2012. V. 32. P. 1.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.phpro.2012.03.510>
19. Goldstein J., Newbury D., Michael J. et al. Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis. New York: Springer, 2018.
<http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4939-6676-9>
20. Renuka K., Ensinger W., Andre C., Beeker F., Forck P., Haseitl R., Reiter A., Walasek-Hohne B. // BIW2012 Proceedings. Newport, VA, USA. TUPG022. 2012. P. 183.
21. Berger M.J. ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions. NIST. US Department of Commerce. 1992.
22. Hubbell J.H., Seltzer S.M. X-Ray Mass Attenuation Coefficients. NIST, US Department of Commerce, 1995.
<https://dx.doi.org/10.18434/T4D01F>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 539.1.078; 539.19; 544.435.2; 544.171.27

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИСТОЧНИКИ И ДЕТЕКТОРЫ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПО СПИНУ ЭЛЕКТРОНОВ В ИССЛЕДОВАНИЯХ
РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2025 г. О. Е. Терещенко^{a,*}, С. А. Пшеничнюк^{b,**}, Н. Л. Асфандиаров^b,
Р. Г. Рахмейев^b, В. А. Голяшов^a, В. С. Русецкий^a, В. В. Бакин^a, Г. Э. Шайблер^a,
С. А. Рожков^a, Д. А. Кустов^a

^a Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

^b Институт физики молекул и кристаллов Уфимского федерального исследовательского центра
Российской академии наук
Россия, 450075, Уфа, просп. Октября, 151

* e-mail: teresh@isp.nsc.ru

** e-mail: sapsh@anrb.ru

Поступила в редакцию 08.05.2024 г.

После доработки 28.05.2024 г.

Принята к публикации 08.07.2024 г.

Представлены результаты по созданным нами полупроводниковому источнику спин-поляризованных электронов и спин-детектору, а также концепция их интегрирования в метод спектроскопии диссоциативного захвата электронов (СДЗЭ) с учетом необходимых значений параметров электронного пучка, при которых наблюдаются резонансное рассеяние и диссоциативный захват. Описана конструкция установки для изучения резонансного рассеяния спин-поляризованных электронов методом СДЗЭ, которая позволит проводить исследования внутримолекулярной динамики изолированных отрицательных ионов. Основная цель разработки и изготовления установки состоит в возможности исследования с ее помощью взаимодействия спин-поляризованных электронов с хиральными молекулами, что позволит осуществить экспериментальную проверку гипотезы Вестера–Ульбрихта о происхождении биологической гомохиральности. Помимо данного основополагающего вопроса, ожидаемые результаты предлагаемого эксперимента важны для перспективных направлений спинtronики, а также для установления молекулярных механизмов различного биологического действия энантиомеров фармацевтических препаратов.

DOI: 10.31857/S0032816225010091, EDN: GHGQDH

1. ВВЕДЕНИЕ

Механизм рассеяния электронов атомами и молекулами, ответственный за различные спин-зависимые эффекты, такие как обменное рассеяние, спин-орбитальное взаимодействие или их комбинации, в общем случае может быть установлен из зависимости сечения рассеяния от энергии падающих электронов и Z-мишени [1, 2]. Существует класс мишней, которые устроены значительно сложнее, — хиральные молекулы. В простейшем случае наличия только одного асимметричного атома (центра хиральности)

в структуре молекулы существуют только два энантиомера, отличающихся друг от друга как зеркальные отражения. Очевидно, что никакими другими операциями симметрии невозможно совместить в пространстве два энантиомера. Такие мишени благодаря своей симметрии (или ее отсутствию) позволяют наблюдать новые уникальные эффекты рассеяния [3, 4]. Помимо теоретических предсказаний о поляризации изначально неполяризованного пучка электронов, испытавших упругое рассеяние на оптически активных молекулах [5], отмечается наличие двух эффектов рассеяния, присущих хираль-

ным мишеням: различная величина ослабления пучка продольно поляризованных электронов и вращение спина рассеянных электронов при изначально поперечной поляризации пучка [6].

Как отмечено автором работы [6], первый эффект является аналогом кругового дихроизма, тогда как второй – вращения плоскости поляризации света. Важно отметить, что взаимодействие поляризованных электронов с хиральными молекулами дает косвенную информацию о происхождении биологической гомохиральности, прежде всего в связи с гипотезой Вестера–Ульбрихта [7]. Гипотеза заключается в том, что космические бета-лучи преимущественно разрушали одну часть пребиотических хиральных молекул, оставляя противоположную часть для участия в молекулярной эволюции. Можно предположить, что поляризационная зависимость рассеяния электронов хиральными молекулами, таким образом, является косвенным доказательством такой картины. Однако физические механизмы, вызывающие асимметрию в рассеянии спин-поляризованных электронов, экспериментально практически не исследованы.

Существует лишь ограниченный круг работ по экспериментальному исследованию спиновых эффектов, возникающих при упругом рассеянии медленных (единицы–десятки электронвольт) электронов хиральными молекулами, выполненных с целью обнаружения зеркальной асимметрии. Ранние результаты по обнаружению спиновых эффектов для молекул незамещенной камфоры [8] не подтвердились дальнейшими работами [9, 10], однако асимметрия сигнала в сечении рассеяния была установлена для производных камфоры в диапазоне энергий взаимодействия 0.5–10 эВ [10]. Позднее асимметрия в полном сечении рассеяния спин-поляризованных электронов была продемонстрирована для молекул галоген-замещенной камфоры [11] в схеме метода спектроскопии проходящих электронов [12]. Однако в контексте проверки гипотезы Вестера–Ульбрихта необходимо обнаружение асимметрии фрагментации энантиомеров при различной поляризации первичного пучка электронов, что возможно реализовать только в схеме метода спектроскопии диссоциативного захвата электронов (СДЗЭ).

До настоящего времени был проведен единственный эксперимент по изучению диссоциативного захвата электронов молекулами галоген-замещенной камфоры, выполненный,

однако, в схеме метода спектроскопии проходящих электронов, т. е. без селекции образующихся отрицательных ионов (ОИ) по массе и с возможностью регистрации только достаточно интенсивных токов ОИ [13, 14]. В данных работах практически на пределе чувствительности эксперимента была продемонстрирована асимметрия образования фрагментарных ОИ галогенов, являющихся доминирующим каналом распада отрицательных молекулярных ионов галоген-замещенной камфоры. Однако величина эффекта, плохая статистика, а также отсутствие прямых спин-зависимых измерений не позволили однозначно подтвердить или опровергнуть гипотезу Вестера–Ульбрихта.

В нашей работе представлена концепция изготавливаемой установки для изучения резонансного рассеяния и фрагментации молекул-мишеней по механизму диссоциативного захвата электронов при использовании спин-поляризованных электронов, а также результаты создания и изучения свойств новых спин-поляризованных источников и детекторов спина свободных электронов на основе полупроводниковых гетероструктур и их интегрирования в метод СДЗЭ. Отдельно отметим, что такая интеграция осуществляется впервые. В частности, описанные в данной работе методы и техника работы с пучком спин-поляризованных электронов не были доступны авторам пионерских работ [13, 14].

2. ИСТОЧНИК СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

До настоящего времени самым распространенным источником спин-поляризованных электронов является фотокатод на основе GaAs [15]. Работа фотокатода основана на двух явлениях: (1) создание неравновесных спин-поляризованных электронов в зоне проводимости за счет эффекта оптической накачки [16] и (2) снижение уровня вакуума на поверхности ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника (эффективное отрицательное электронное средство) за счет активирования поверхности цезием и кислородом.

Одной из сложных технических проблем при исследовании рассеяния спин-поляризованных электронов на молекулах является ограниченное время жизни GaAs-фотокатода – источника спин-поляризованных электронов. Хорошо известно, что GaAs-фотокатод чувствителен

даже к остаточной атмосфере вакуумной камеры. Так, на уровне базового давления 10^{-10} Торр время жизни (деградации) фотокатода может составлять часы, оно критически зависит от состава остаточной атмосферы. Использование ячеек высокого давления (0.5–1.0 мТорр) в методе СДЗЭ требует высокой скорости дифференциальной откачки всего тракта электронной оптики и фотокатодной камеры, однако это не решает кардинальным образом проблемы деградации GaAs-фотокатода. По этой причине необходимо использовать более устойчивые к остаточной атмосфере вакуумной камеры источники спин-поляризованных электронов. Одним из таких источников является фотокатод на основе мультищелочных соединений.

Мультищелочные фотокатоды широко используются в качестве источников электронов на различных коллайдерах [17], в электронных умножителях и электронно-оптических преобразователях. Недавно нами было показано, что фотокатод на основе Na_2KSb является также эффективным источником спин-поляризованных электронов [18]. Для создания спин-поляризованных электронов в полупроводниковых структурах используется явление оптической ориентации, суть которого заключается в передаче углового момента от фотона электрону при поглощении циркулярно поляризованного света. Обнаружено, что соединение Na_2KSb имеет зонную структуру, схожую со структурой GaAs, включая величину ширины запрещенной зоны, и в этом соединении также наблюдается эффект оптической ориентации. О наличии эффекта оптической ориентации (накачки) можно судить из измерений циркулярно поляризованной фотoluminesценции [16].

Проведение исследований спин-зависимых фотоэмиссионных свойств фотокатодов в общем случае требует сверхвысоковакуумную камеру, содержащую исследуемый материал, систему электронных линз и энергоанализатор. Данную систему можно упростить до вакуумного фотодиода, электродами которого являются исследуемые гетероструктуры, одна из которых может являться источником, а другая – детектором спин-поляризованных электронов (рис. 1) [19, 20]. Ранее уже были изготовлены подобные вакуумные фотодиоды с гетероструктурами A^3B^5 и было продемонстрировано удобство данной системы для изучения эмиссионных и инжекционных свойств материалов [21, 22]. Фотодиод представляет собой цилиндрический корпус диаметром 30 мм и высотой 10–15 мм, выполненный из алюмооксидной керамики, на торцах которого закреплены металлокерамические узлы с исследуемыми фотокатодами (рис. 1). Рабочие диаметры катода и анода составляют 18 мм, зазор между электродами 0.7–1.5 мм.

Гетероструктуры фотокатода и спин-детектора A^3B^5 выращивались на подложках GaAs методом молекуларно-лучевой эпитаксии или осаждением металлогорганических соединений из газовой фазы. Поверх гетероструктур наносилось антиотражающее покрытие SiO. После роста гетероэпитаксиальных структуры нарезались на диски по размеру фотокатодных узлов и приваривались к стеклу фотокатодного узла через покрытие SiO методом термодиффузационной сварки. Затем химическим селективным травлением удалялась GaAs-подложка и в случае фотокатода буферный слой AlGaAs. Заключительный этап процедуры очистки как катода, так и анода проводился в перчаточном боксе, заполненном азотом.

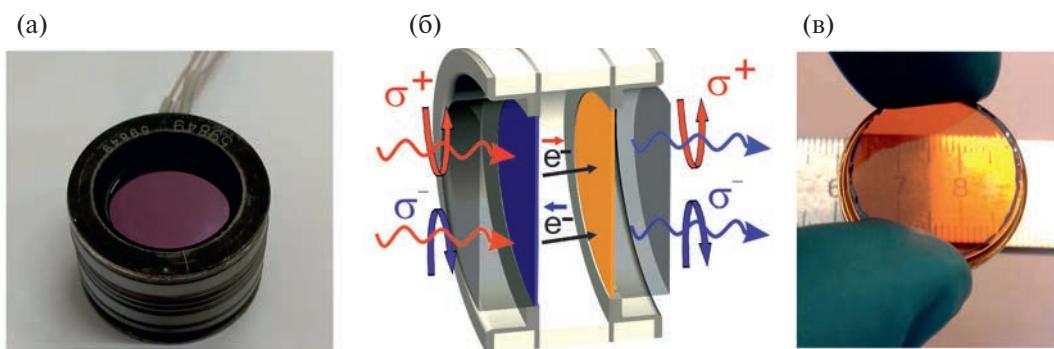


Рис. 1. а – Фотография фотодиода со стороны фотокатода; б – схематическое изображение фотодиода в разрезе и принцип создания спин-поляризованных электронов и их детектирования; в – фотография анода.

ненном чистым азотом, где катод и анод подвергались химической обработке в растворе HCl в изопропиловом спирте [23].

Обе очищенные поверхности активировались до состояния эффективного отрицательного электронного сродства путем адсорбции цезия и кислорода в сверхвысоковакуумной камере. Фотокатод и анод были герметично закреплены на противоположных сторонах цилиндрического корпуса из алюмооксидной керамики в сверхвысоком вакууме [24].

При изготовлении фотодиодов с мультищелочными фотокатодами материал фотокатода наносился на металлоксеклянный фотокатодный узел в высоковакуумной камере непосредственно перед герметизацией. В случае изготовления фотодиодов с мультищелочным фотокатодом и A^3B^5 -анодом анодная гетероструктура активировалась путем нанесения цезия и сурьмы. Фотокатоды на основе мультищелочных соединений демонстрируют необходимые фотоэмиссионные характеристики для использования в методе СДЗЭ: ток эмиссии превышает 1 мА при разбросе энергии в пучке электронов 50–100 мэВ.

Для проверки поляризационных свойств $Na_2KSB:Cs$ -фотокатода были измерены циркулярно поляризованные спектры фотoluminesценции (ФЛ). На рис. 2а представлены спектры

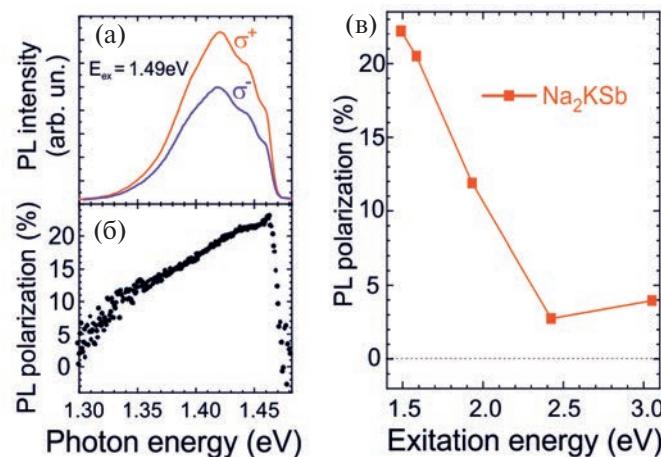


Рис. 2. а – Циркулярно поляризованные (σ^+ , σ^-) компоненты спектров фотолюминесценции фотокатода $Na_2KSB:Cs$ при освещении циркулярно поляризованным светом с энергией 1.49 эВ (830 нм); пик при энергии фотона 1.42 эВ соответствует ширине запрещенной зоны Na_2KSB ; б – соответствующий спектр степени циркулярной поляризации ФЛ, определенный как $P_{PL} = (I\sigma^+ - I\sigma^-) / (I\sigma^+ + I\sigma^-)$; в – зависимость степени циркулярной поляризации излучения ФЛ для Na_2KSB от энергии падающего фотона.

циркулярно поляризованной ФЛ мультищелочного фотокатода при освещении циркулярно поляризованным лазерным излучением с энергией фотона $\hbar\omega = 1.49$ эВ (830 нм), на рис. 2б представлен спектр степени поляризации ФЛ. Зависимость степени круговой поляризации ФЛ в Na_2KSB от энергии падающего фотона показана на рис. 2в. Степень поляризации ФЛ быстро уменьшается с ростом энергии падающего излучения примерно вплоть до 2.4 эВ. Однако, в отличие от GaAs, где поляризация ФЛ становится нулевой [18], в Na_2KSB она остается на уровне около 4% при более высоких энергиях возбуждения. Еще одно важное отличие от GaAs состоит в том, что спад поляризации ФЛ в Na_2KSB проходит при больших значениях энергии возбуждения, что связано с разницей в величине спин-орбитального расщепления в Na_2KSB и GaAs (0.55 и 0.34 эВ соответственно).

Сходство в зависимости поляризации ФЛ при низких энергиях возбуждения, а также сходство зонной структуры Na_2KSB и GaAs [18] доказывает, что в Na_2KSB наблюдается эффект оптической ориентации, это сходство позволяет предположить, что правила отбора для оптических переходов для Na_2KSB и GaAs одинаковы. При этом степень поляризации ФЛ в Na_2KSB даже при комнатной температуре оказалась равна 23%, что близко к предельному теоретическому значению 25%. Если предположить отсутствие рассеяния по спину в процессе эмиссии электрона в вакуум, то можно ожидать, что максимальная поляризация фотоэмиттированных электронов из Na_2KSB равна 45–50%.

3. ДЕТЕКТОР СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Идея полупроводникового спин-детектора заключается в инжекции свободных электронов на дно зоны проводимости с последующей излучательной рекомбинацией электрона с дыркой с испусканием кванта света. Поляризация излучения при рекомбинации спин-поляризованных электронов также обусловлена передачей углового момента от электронов свету, поэтому по степени циркулярно поляризованной фотoluminesценции (ФЛ) можно судить о степени поляризации электронов, генерируемых в фотоэмиттере, а по степени поляризации катодолюминесценции (КЛ) – о степени поляризации электронов, инжектируемых из вакуума в анод-детектор.

В данном случае под КЛ подразумевается излучение, генерируемое при рекомбинации первичных электронов, инжектированных в полупроводник из вакуума, при этом регистрация может проводиться с пространственным разрешением.

В качестве спин-детектора изучались полупроводниковые гетероструктуры на основе хорошо известной гетеропары $\text{GaAs}/\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$. Циркулярно поляризованные спектры КЛ, измеренные при инжекции спин-поляризованных электронов из фотокатода $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$ с энергией 1.0 эВ, показаны на рис. 3а.

Максимальная интенсивность КЛ соответствует энергии излучения 1.53 эВ (810 нм), что совпадает с шириной запрещенной зоны $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$. Степень круговой поляризации излучения КЛ составляла 4% (рис. 3б). Зависимость степени круговой поляризации КЛ, полученная при инжекции спин-поляризованных электронов из фотокатода $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$, от энергии инжектированных электронов в диапазоне 0.6–4 эВ в режиме измерения спектров и изображений показана на рис. 3в. Для $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$ максимальная степень поляризации КЛ равна 9.5% при низких кинетических энергиях (0.6 эВ), она монотонно уменьшается примерно до 1% по мере увеличения энергии электрона до 4 эВ. При сравнении поляризации КЛ для $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$ и

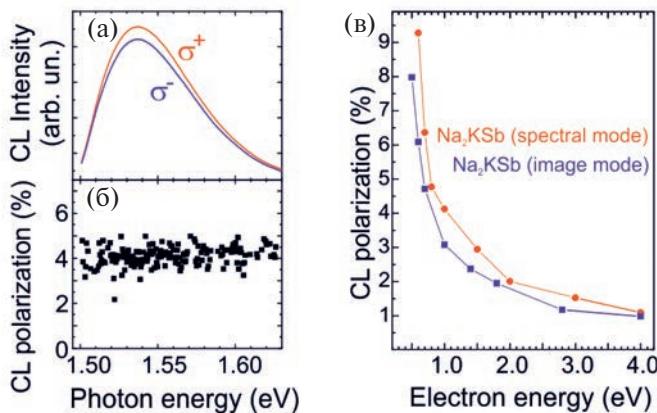


Рис. 3. а – Циркулярно поляризованные (σ^+ , σ^-) компоненты спектров катодолюминесценции, измеренные при инжекции спин-поляризованных электронов, эмитированных из фотокатода $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$; б – степень циркулярной поляризации КЛ, определенная как $P_{\text{KL}} = (I\sigma^+ - I\sigma^-)/(I\sigma^+ + I\sigma^-)$; в – сравнительные зависимости степени циркулярной поляризации КЛ от энергии инжектированных спин-поляризованных электронов из фотокатода $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$ в режиме измерения спектров и изображений.

фотокатода $\text{GaAs}: \text{Cs}-\text{O}$ оказалось, что последняя в два раза меньше. Предполагая, что поляризация фотоэлектронов от GaAs -катода находится в диапазоне 20–25% [18], можно сделать вывод, что поляризация фотоэлектронов, эмитированных из $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$, лежит в диапазоне 40–50%, что находится в хорошем согласии с оценкой степени поляризации, сделанной из измерений поляризованной ФЛ.

Для практических применений в спин-поляриметрии важными характеристиками детектора являются функция Шермана $S = A / P_0$, где A – измеряемая функция асимметрии при известной поляризации электронного пучка, P_0 – отражающая селективность поляриметра к проекции спина электрона, показатель качества (демонстрирующий чувствительность поляриметра) определяется формулой $F = S^2 I_{\text{CL}} / I_0$, где I_{CL} – интенсивность регистрируемой катодолюминесценции, а I_0 – ток падающих электронов.

Показано, что функция Шермана детектора на основе $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ составляет $S_{\text{eff}} \approx 0.3$ [24], а оценка одноканальной эффективности детектирования дает значение $F \approx 1 \cdot 10^{-3}$. При этом зависимость степени циркулярной поляризации КЛ от кинетической энергии инжектируемых электронов и ее максимальное значение определяются релаксацией спина в “объеме” полупроводниковой гетероструктуры, а внешний квантовый выход КЛ ограничен безызлучательной рекомбинацией.

Оптимизация состава и структуры, а также технологических параметров изготовления спин-детекторных гетероструктур могут значительно увеличить их эффективность – до значений параметров, превышающих уровень у существующих типов детекторов в одноканальном режиме и значительно превышающих их в многоканальном режиме работы.

Таким образом, можно заключить, что спин-детектор на основе полупроводниковых гетероструктур с успехом может быть использован для измерения спиновой поляризации свободных электронов. В отличие от одноканального мотт-детектора, полупроводниковый детектор может быть использован как многоканальный детектор с пространственным разрешением, что повышает эффективность в N_{ch} раз, где N_{ch} – число каналов.

Другой тип спин-детектора, который также может быть использован в экспериментах СДЗЭ, состоит из гетероструктуры ферромагнитный

слой/полупроводник [25–27]. Спин-детектор на основе структуры ферромагнетик/полупроводник уступает по эффективности описанному выше детектору, однако он может оказаться более стабильным в условиях работы метода СДЗЭ.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ СПИН- ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ СДЗЭ

Результаты создания и изучения свойств новых спин-поляризованных источников и детекторов спина свободных электронов на основе полупроводниковых гетероструктур позволили нам приступить к разработке и изготовлению новой, не имеющей аналогов установки по исследованию резонансного рассеяния методом СДЗЭ. Сchematicическое изображение концептуальной многокамерной сверхвысоковакуумной установки для изучения рассеяния спин-поляризованных электронов методом СДЗЭ [28, 29] показано на рис. 4.

Установка состоит из четырех основных камер: основной камеры (реакционной, target chamber); фотокатодной камеры (source chamber); камеры роста/подготовки фотокатодов

(growth & activation chamber); камеры анализа спиновой поляризации электронов (spin-detector chamber). Для загрузки фотокатодных узлов к ростовой камере будет пристыкована загрузочная (шлюзовая) камера. Все камеры будут иметь независимые средства откачки, камеры будут отделены шиберами. Базовое давление в основных камерах должно быть не выше 10^{-10} мбар.

В основной камере будет расположена ячейка столкновений для реализации техники скрещенных пучков (crossed-beam technique) в СДЗЭ [30]: пучок исследуемых нейтральных молекул, подготовленный в эфузивном источнике, пересекается под прямым углом пучком медленных (0–15 эВ) продольно спин-поляризованных электронов. В области пересечения пучков образуются отрицательные молекулярные ионы, распадающиеся как по каналу автоотщепления электрона, так и за счет диссоциации на нейтральные и отрицательно заряженные фрагменты. Последние анализируются с помощью квадрупольного масс-спектрометра (диапазон масс 1–300) в зависимости от энергии электронов в зондирующем пучке.

Отметим, что в обычной технике метода СДЗЭ [28, 31] характеристики электронного

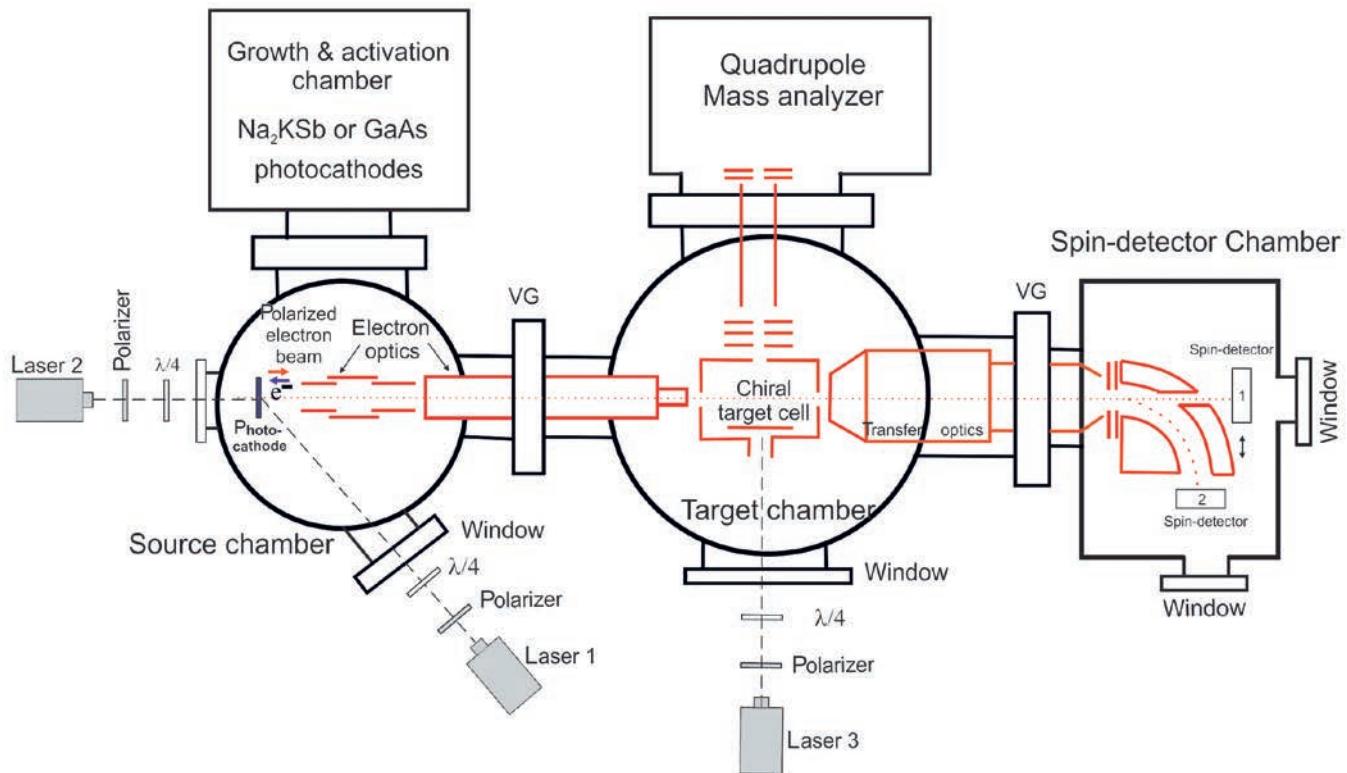


Рис. 4. Сchematicическое изображение многокамерной сверхвысоковакуумной установки для изучения рассеяния спин-поляризованных электронов методом спектроскопии диссоциативного захвата электронов.

пучка являются следующими: ток пучка порядка 1 мА, ширина на полувысоте (FWHM) распределения электронов по энергии 0.4–0.5 эВ, точность определения положения резонансов в сечении рассеяния электронов ± 0.1 эВ. Калибровка шкалы энергий проводится в основном по сигналу долгоживущих отрицательных молекулярных ионов SF_6^- , образующихся при захвате тепловых (нулевая энергия) электронов молекулами гексафторида серы. При использовании трохоидального монохроматора энергии электронов [32, 33] величина FWHM уменьшается до значений 30–50 мэВ. При этом, однако, ток пучка падает до величин порядка наноампер, что заметно снижает чувствительность при регистрации токов ОИ.

При исследовании энантиомеров хиральных молекул регистрируемой величиной является асимметрия сигнала A [11], рассчитываемая с помощью соотношения $A_{+(-)} = [(I_\uparrow - I_\downarrow)/(I_\uparrow + I_\downarrow)]_{+(-)}$, где индексы “+” и “–” соответствуют двум энантиомерам (в простейшем случае наличия одного хирального центра в молекуле), $I = I(\varepsilon)$ – интенсивность измеряемого тока ОИ для заданного канала распада в зависимости от энергии электронов ε в первичном пучке при направлении спина электрона, совпадающего с его импульсом \uparrow или противоположного ему \downarrow .

В фотокатодной камере будет установлен держатель фотокатодного узла с возможностью нагрева до температуры 500 К и охлаждения до температуры 80–90 К. Фотокатоды на основе как Na_2KSb , так и GaAs представляют собой тонкие слои на стеклянной подложке, что позволяет проводить фотоэмиссию поляризованных электронов при освещении фотокатода на отражение (лазер 1) и на просвет (лазер 2), рис. 4. Лазеры 1, 2 можно также использовать для оптической ориентации молекул в основной камере. Фотоэмитированные из катода электроны далее передаются с помощью электронной оптики в ячейку высокого давления в основной камере.

Камера роста/подготовки катодов предназначена для роста мультищелочного фотокатода методом молекулярно-лучевой или газофазной эпитаксии. Для роста мультищелочного соединения $Na_2KSb/Cs,Sb$ используются источники Na , K , Sb , а также Cs для активирования поверхности катода. В качестве подложки используется боросиликатное стекло, что позволяет работать с фотокатодом в режимах на просвет и отражение. Толщина активного слоя Na_2KSb

оптимизируется в процессе роста, исходя из получения максимального тока фотоэмиссии, который определяется, главным образом, глубиной поглощения света и диффузионной длиной неосновных носителей (фотоэлектронов). Для тестовых измерений планируется использовать также стандартные GaAs-фотокатоды (или фотокатоды на соединениях A^3B^5), приваренные на стеклянный узел [24].

В камере анализа спиновой поляризации электронов, рассеянных на молекулах мишени, будут использованы полупроводниковые спин-детекторы с пространственным разрешением, разработанные нами ранее [18, 24]. Использование двух детекторов позволит измерять три компоненты спина рассеянных электронов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Устойчивость мультищелочных фотокатодов к деградации, а также обнаруженное их новое свойство как источника спин-поляризованных электронов, делают эти фотокатоды перспективными в реализации метода спектроскопии диссоциативного захвата поляризованных электронов. Более того, предварительные результаты изучения напряженного фотокатода на основе $Na_2KSb:Cs$ демонстрируют возможность получения пучка электронов с поляризацией, значительно превышающей 50%. Спин-поляризованная фотоэмиссия из $Na_2KSb:Cs$ открывает также возможность создания новых эффективных источников электронов для ускорителей, одновременно обладающих высоким квантовым выходом, спиновой поляризацией эмитируемых электронов, долговечностью и низким эмиттансом.

Спин-детекторы на основе полупроводниковых структур являются оптимальными для проведения экспериментов СДЗЭ. В отличие от стандартных мотт-детекторов, они работают в области низких энергий электронов (единицы эВ в сравнении с десятками кэВ для мотт-детектора) – в диапазоне энергий электронов метода СДЗЭ, что также исключает горение разряда. Полученные характеристики полупроводниковых спин-детекторов (функция Шермана, эффективность, пространственное разрешение) оказываются лучше характеристик мотт-детектора, что позволит добиться значительно лучшей статистики в экспериментах СДЗЭ.

Разрабатываемая установка будет носить модульный характер, что позволит перестраивать

схему эксперимента под различные задачи. Представленная схема измерения СДЗЭ может быть преобразована в метод спектроскопии характеристических потерь энергии электронов с использованием монохроматического пучка спин-поляризованных электронов для изучения магнитных и спин-зависимых свойств поверхностей твердых тел. На основе источника $\text{Na}_2\text{KSb}:\text{Cs}$ возможно изготовление электронного микроскопа на спин-поляризованных электронах для изучения магнитных свойств с высоким пространственным разрешением, а также дифрактометра для изучения спин-орбитального взаимодействия поляризованных электронов с поверхностными атомами.

Таким образом, создаваемый метод спектроскопии диссоциативного захвата спин-поляризованных электронов должен ответить на фундаментальный вопрос о происхождении биологической гомохиральности и наблюданной хиральной асимметрии функционирования живой материи, в частности внести вклад в понимание процессов селективного действия фармацевтических препаратов на молекулярном уровне. Этот метод позволит также развивать поверхности-чувствительные спин-зависимые электронно-спектроскопические методы исследования, в том числе для приложения ожидаемых результатов в актуальных направлениях спинtronики.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-12-20024 (п-9).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blum K., Kleinpoppe H. // Adv. At. Mot. Phys. 1983. V. 19. P. 187.
[https://doi.org/10.1016/S0065-2199\(08\)60254-7](https://doi.org/10.1016/S0065-2199(08)60254-7)
2. Dellen A. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1995. V. 28. P. 4867.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/28/22/017>
3. Blum K., Thompson D. // J. Phys. B. 1989. V. 22. P. 1823.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/22/11/016>
4. Mason N.J. // Polarized Electron/Polarized Photon Physics. Boston, MA: Springer US, 1995. P. 209.
5. Farago P.S. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1980. V. 13. L567.
<https://doi.org/10.1088/0022-3700/13/18/004>
6. Blum K. // Coherence in Atomic Collision Physics / Ed. by H.J. Beyer et al. New York: Springer Science+Business Media, 1988. P. 89.
https://doi.org/10.1007/978-1-4757-9745-9_3
7. Veste F., Ulbrich T.L.V., Krauch H. // Naturwissenschaften. 1959. V. 46. P. 68.
<https://doi.org/10.1007/BF00599091>
8. Beerlage M.J.M., Farago P.S., van der Wiel M.J. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1981. V. 14. P. 3245.
<https://doi.org/10.1088/0022-3700/14/17/027>
9. Trantham K.W., Johnston M.E., Gay T.J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1995. V. 28. L543.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/28/17/004>
10. Mayer S., Nolting C., Kessler J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1996. V. 29. P. 3497.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/29/15/021>
11. Dreiling J.M., Lewis F.W., Gay T.J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2018. V. 51. 21LT01.
<https://doi.org/10.1088/1361-6455/aae1bd>
12. Sanche L., Schulz G.J. // Phys. Rev. A. 1972. V. 5. P. 1672.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.5.1672>
13. Dreiling J.M., Gay T.J. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. 118103.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.118103>
14. Dreiling J.M., Lewis F.W., Mills J.D., Gay T.J. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. 093201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.093201>
15. Bakin V.V., Pakhnevich A.A., Zhuravlev A.G., Shornikov A.N., Akhundov I.O., Tereshchenko O.E., Alperovich V.L., Scheibler H.E., Terekhov A.S. // e-J. Surf. Sci. Nanotech. 2007. V. 5. P. 80.
<https://doi.org/10.1380/ejssnt.2007.80>
16. Meier F., Zakharchenya B.P. Optical Orientation. Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo: North-Holland, 1984.
17. Michizono S. // Nat. Rev. Phys. 2019. V. 1. P. 244.
<https://doi.org/10.1038/s42254-019-0044-4>
18. Rusetsky V.S., Golyashov V.A., Eremeev S.V., Kustov D.A., Rusinov I.P., Shamirzaev T.S., Mironov A.V., Demin A.Yu., Tereshchenko O.E. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. 166802.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.166802>
19. Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Rusetsky V.S., Mironov A.V., Demin A.Y., Aksenov V.V. // J. Synchrotron Radiat. 2021. V. 28. P. 864.
<https://doi.org/10.1107/S1600577521002307>
20. Golyashov V.A., Rusetsky V.S., Shamirzaev T.S., Dmitriev D.V., Kislykh N.V., Mironov A.V., Aksenov V.V., Tereshchenko O.E. // Ultramicroscopy. 2020. V. 218. 113076.
<https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2020.113076>
21. Rodionov A.A., Golyashov V.A., Chistokhin I.B., Jaroshevich A.S., Derebezov I.A., Haisler V.A., Shamir-

- zaev T.S., Marakhovka I.I., Kopotilov A.V., Kislykh N.V., Mironov A.V., Aksenov V.V., Tereshchenko O.E. // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 8. 034026.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.8.034026>
22. Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Rodionov A.A., Chistokhin I.B., Kislykh N.V., Mironov A.V., Aksenov V.V. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 16154.
<https://doi.org/10.1038/s41598-017-16455-6>
23. Tereshchenko O.E., Chikichev S.I., Terekhov A.S. // J. Vacuum Sci. Technol. A. 1999. V. 17. P. 2655.
<https://doi.org/10.1116/1.581926>
24. Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Rusetsky V.S., Kustov D.A., Mironov A.V., Demin A.Yu. // Nanomaterials. 2023. V. 13. P. 422.
<https://doi.org/10.3390/nano13030422>
25. Li X., Tereshchenko O.E., Majee S., Lampel G., Lassailly Y., Paget D., Peretti J. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. 052402.
<https://doi.org/10.1063/1.4892073>
26. Tereshchenko O.E., Lamine D., Lampel G., Lassailly Y., Li X., Paget D., Peretti J. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. 113708.
<https://doi.org/10.1063/1.3592976>
27. Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Eremeev S.V., Maurin I., Bakulin A.V., Kulkova S.E., Aksenov M.S., Preobrazhenskii V.V., Putyato M.A., Semyagin B.R., Dmitriev D.V., Toropov A.I., Gutakovskii A.K., Khan-darkhaeva S.E., Prosvirin I.P., Kalinkin A.V., Bukh-tiyarov V.I., Latyshev A.V. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. 123506.
<https://doi.org/10.1063/1.4931944>
28. Хвостенко В.И. Масс-спектрометрия отрицательных ионов в органической химии. М.: Наука, 1981.
29. Christaphorou L.G. Electron-molecule interactions and their applications. Orlando: Academic Press, 1984.
30. Illenberger E., Momigny J. Gaseous molecular ions. An introduction to elementary processes induced by ionization. Steinkopff Verlag Darmstadt: Springer-Verlag, 1992.
31. Пищеничнюк С.А., Асфандиаров Н.Л., Воробьев А.С., Матейчик ІІІ. // УФН. 2022. Т. 192. С. 177.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039054>
32. Stamatovic A., Schulz G.J. // Rev. Sci. Instrum. 1968. V. 39. P. 1752.
<https://doi.org/10.1063/1.1683220>
33. Асфандиаров Н.Л., Пищеничнюк С.А., Фалько В.С., Ломакин Г.С. // ПТЭ. 2013. Т. 56. С. 86.
<https://doi.org/10.7868/S0032816213010035>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.384.659+537.533.2

МНОГОДУГОВОЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ЭМИТТЕР ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ РАДИАЛЬНО СХОДЯЩЕГОСЯ ПУЧКА

© 2025 г. М. С. Торба^{a,*}, С. Ю. Дорошкевич^a, М. С. Воробьев^a, А. А. Гришков^a,
Н. Н. Коваль^a, Р. А. Картавцов^a, М. А. Мокеев^a, Д. А. Шпанов^a

^a Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3

* e-mail: torba@oppe.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 01.07.2024 г.

После доработки 09.08.2024 г.

Принята к публикации 07.10.2024 г.

Представлены результаты исследований по генерации радиально сходящегося электронного пучка в источнике с многодуговым сеточным плазменным эмиттером. Достигнуты режимы генерации электронного пучка, достаточные для модификации поверхности металлических материалов и изделий цилиндрической формы с расчетной плотностью энергии пучка на коллекторе до 20 Дж/см² при длительности импульса до 500 мкс. С использованием автоматизированной системы измерения параметров плазмы и одиночного зонда Ленгмюра в диапазоне тока дугового разряда 50–120 А и длительности импульса 50–500 мкс проведены измерения распределения параметров эмиссионной плазмы в сеточном плазменном эмиттере в азимутальном и аксиальном направлениях. Приведены сравнения электронных ветвей зондовой характеристики при различных давлениях рабочего газа ($p = 5 \cdot 10^{-2}$ Па и $p = 8.5 \cdot 10^{-2}$ Па). Созданный источник электронов открывает новые возможности для модификации поверхности различных материалов и изделий цилиндрической или более сложной формы с целью изменения функциональных и эксплуатационных свойств этой поверхности.

DOI: 10.31857/S0032816225010106, EDN: GHJDYY

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники электронов с плазменным катодом [1–8] на основе дугового разряда низкого давления с сеточной/слоевой стабилизацией границы эмиссионной плазмы неоднократно демонстрировали свою эффективность в области модификации поверхности различных материалов и изделий, приводящей к кратному улучшению функциональных свойств их поверхности [9–13]. Несмотря на конструкционную и техническую простоту использования планарных электронных пучков [14–17] для обработки материалов и изделий сложной формы, в обычных условиях не представляется возможным проводить обработку таких изделий с достаточным качеством. Также несомненным минусом таких пучков при обработке изделий сложной формы является эффект геометрической тени, который не позволяет обработать некоторые участки

изделия с развитой поверхностью (например, коронарные стенты).

Решение представленных выше проблем возможно путем генерации радиально сходящего электронного пучка. Однако для задач модификации поверхности металлических изделий электронным пучком длительностью десятки и даже сотни микросекунд требуется плотность энергии пучка уровня 10 Дж/см², что в условиях баллистической фокусировки пучка приводит к необходимости обеспечения эмиссионного тока уровня 0.15 А/см² при эмиссионной площади уровня 100 см² и выше, что затруднительно реализовать в источниках на основе термоэлектронной и ионно-электронной эмиссии.

В работах [18, 19] генерация электронного пучка производится на основе взрывной электронной эмиссии. Электронный пучок в таких системах генерируется в пушке диодного типа со взрывоэмиссионным катодом внутренним

диаметром 8 см, в который встроены 18 резистивно развязанных дуговых источников плазмы (в каждую секцию катода) [18], а также в цилиндрическом источнике триодного типа с диаметром катода 15 см и длиной 95 см [19]. Перечисленные системы генерируют радиально сходящиеся электронные пучки с максимальной плотностью энергии до $30 \text{ Дж}/\text{см}^2$ при различных диаметрах анода. Однако источники на основе взрывной электронной эмиссии также обладают рядом особенностей, а именно: небольшой длительностью импульсов (не более нескольких микросекунд), относительно низким ресурсом катода, однородностью пучка, напрямую зависящей от возникновения эмиссионных центров на катоде, сложностью управления мощностью пучка в течение импульса его генерации и др.

Высокую плотность энергии электронного пучка также может обеспечить плазменный катод [20], который при стабилизации границы эмиссионной плазмы обладает рядом преимуществ перед источниками на основе взрывной электронной эмиссии, такими как большой срок службы, некритичность к вакуумным условиям, высокая энергетическая эффективность. Также за счет использования эмиссионной сетки можно разделить разрядный и ускоряющий промежутки, что позволяет независимо друг от друга управлять основными параметрами пучка (током, энергией ускоренных электронов, длительностью и частотой следования импульсов).

При горении дугового разряда низкого давления происходит его шнурование. Это приводит к появлению неоднородности эмиссион-

ной плазмы, распределение которой в объеме плазменного эмиттера влияет на распределение плотности тока пучка. В связи с этим работа посвящена измерению параметров эмиссионной плазмы (концентрации, температуры электронов, потенциала плазмы), определению аксиального и азимутального распределений концентрации плазмы в созданном многодуговом плазменном эмиттере и демонстрации возможностей такого источника электронов для решения задач по электронно-пучковой модификации поверхности различных материалов и изделий.

2. МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ

Объектом исследования является источник электронов с сеточным плазменным эмиттером 9 на основе дуги низкого давления, позволяющий генерировать радиально сходящийся электронный пучок (рис. 1) энергией до 50 кэВ и током до 120 А, длительностью до 500 мкс и частотой следования импульсов 1 Гц [21]. В вакуумной камере 10 размещен многодуговой сеточный плазменный эмиттер, представляющий собой протяженный полый торOID из нержавеющей стали длиной 320 мм и внутренним диаметром 220 мм, корпус которого является анодом дугового разряда. Конструкция плазменного эмиттера имеет две основных области: область 1, в которой происходит генерация дугового разряда и наработка эмиссионной плазмы и область 2, в которой заряженные частицы приобретают высокую энергию, соответствующую ускоряющему напряжению U_0 . Промежутки

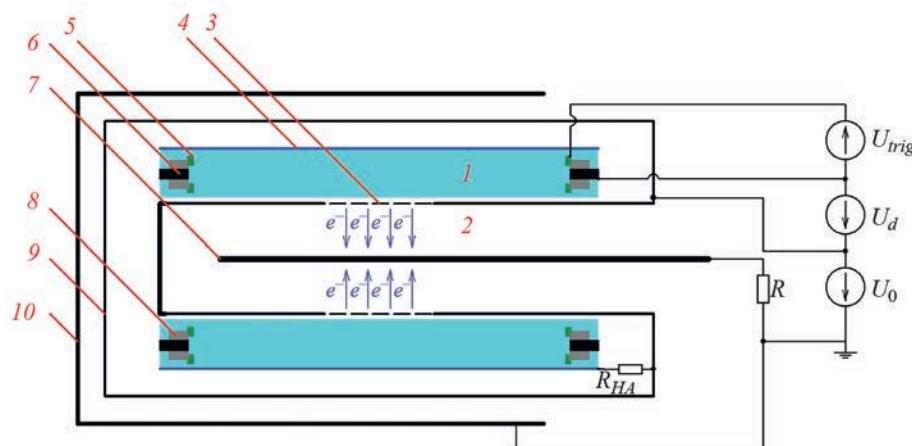


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – область горения дугового разряда, 2 – ускоряющий промежуток, 3 – мелкоструктурная эмиссионная сетка, 4 – полый анод, 5 – поджигающий электрод, 6 – катод, 7 – коллектор, 8 – диэлектрик, 9 – плазменный эмиттер, 10 – вакуумная камера.

разделены мелкоструктурной металлической сеткой 3 с размером ячейки 0.14×0.14 мм². Внутри плазменного эмиттера расположен полый анод 4, выполненный из фольги из нержавеющей стали, который подключен через сопротивление ($R_{HA} = 25$ Ом) к основному аноду. Катодные узлы, создающие плазму дугового разряда (далее плазмогенераторы), закреплены на торцах протяженного полого тороида и разнесены на угол 120° относительно друг друга, по три с каждой стороны. Рабочий газ аргон подается в систему через трубы одинаковой длины, которые подключены к катодам, имеющим аксиальное отверстие 1 мм.

Дуговой разряд низкого давления инициируется источником U_{trig} путем пробоя по поверхности диэлектрика 8 между поджигающим электродом 5 и катодом 6, после чего в пространстве полого анода загорается основной разряд U_d . Полый анод, подключенный через сопротивление к эмиссионной сетке, позволяет ускорить переключение тока дугового разряда от каждого плазмогенератора в область эмиссионной сетки для повышения коэффициента извлечения электронов из эмиттера.

Отбор электронов из эмиссионной плазмы и их ускорение до коллектора 7, роль которого выполняет стержень из нержавеющей стали диаметром 16 мм, осуществляются через ячейки эмиссионной сетки под действием постоянного ускоряющего напряжения величиной до 50 кВ, приложенного между эмиссионным электродом и коллектором. Коллектор располагается равноудаленно от эмиттера на оси источника электронов на расстоянии 9.4 см от эмиссионной сетки до края стержня. Параметры системы (ток разряда I_d , ток на коллекторе I_{col} , ток ускоряющего промежутка I_0 и ток камеры I_{ch}) измеряются паями Роговского с чувствительностью 50 А/В.

Для всех типов источников электронов с плазменным катодом и сеточной/слоевой стабилизацией границы эмиссионной плазмы важными параметрами, ответственными за стабильную и эффективную генерацию электронного пучка, являются концентрация плазмы, ее потенциал и температура электронов. В данной работе измерение параметров плазмы дугового разряда и снятие зондовых характеристик осуществлялись с помощью автоматизированной системы измерения [22]. Эта система позволяет не только обеспечить требуемую статистическую достоверность получаемых данных, но и проводить измерение параметров плазмы в раз-

личные моменты генерации разряда и наблюдать их динамику. Система измерения фиксирует мгновенные значения как тока зонда, так и напряжения смещения на нем. В качестве зонда использовался одиночный цилиндрический зонд Ленгмюра длиной 5 мм и диаметром 0.3 мм. Зонд был расположен в центре области горения разряда равноудаленно от торцевых стенок эмиттера.

Структурная схема системы измерения представлена на рис. 2, она состоит из трех блоков: измерительный блок, микроконтроллер и формирователь синхроимпульсов. Измерительный блок включает в себя аналого-цифровой преобразователь (АЦП), делитель напряжения для измерения напряжения смещения и шунт для измерения тока зонда.



Рис. 2. Структурная схема зондовой системы измерения параметров эмиссионной плазмы.

При генерации разряда возникает необходимость синхронизации начала момента измерения относительно импульсов тока разряда, поэтому отдельным блоком выступает формирователь синхроимпульсов. Максимальное количество точек, хранящихся в памяти за однократное измерение, составляет 1000. При количестве измерений более 1000 система передает данные на ПК и снова проводит измерения до тех пор, пока не достигнет заданного количества измерений. После передачи данных на ПК в окне программы отображается измеренная зондовая характеристика. Также имеется функция изменения времени задержки измерения от фронта импульса тока разряда, что позволяет

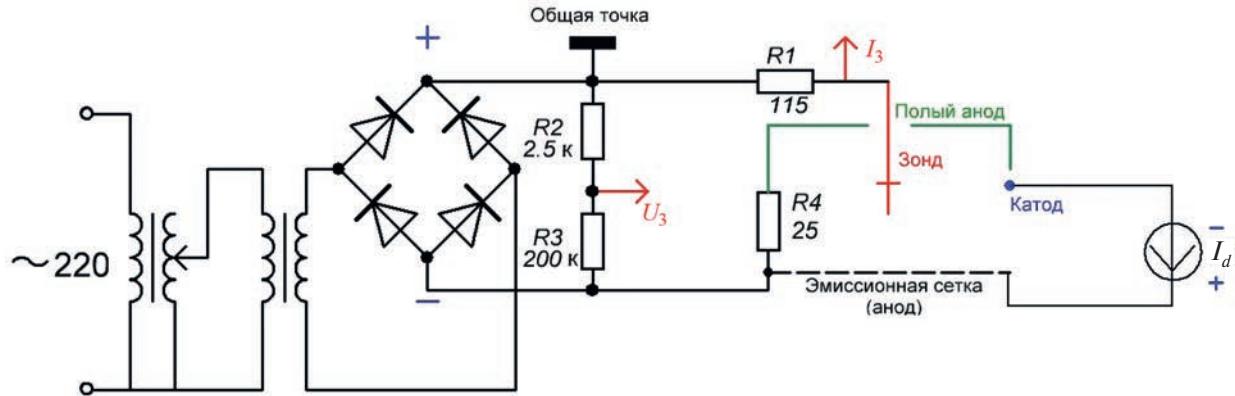


Рис. 3. Схема измерения зондовой характеристики относительно анода дугового разряда.

измерять параметры эмиссионной плазмы в течение импульса тока разряда и прослеживать динамику ее параметров. За один импульс генерации система измеряет одну точку ВАХ-зонда. Поскольку в данном случае рассматривается генерация разряда с частотой в 1 Гц, измерение нескольких сотен точек занимает несколько минут с учетом времени передачи данных и вывода их на экран.

Схема измерения зондовых характеристик представлена на рис. 3. Зонд подключался относительно полого анода дугового разряда, имеющего гораздо большую площадь в сравнении с катодом, чтобы вносить минимальные искажения в генерируемую плазму. Измерение параметров плазмы (потенциал плазмы, температура и концентрация электронов) проводилось с использованием электронной ветви зондовой характеристики. Напряжение смещения подавалось на зонд от лабораторного автотрансформатора через разделительный трансформатор и диодный мост. Электропитание системы измерения было гальванически отвязано от общей сети напряжения. Измерение напряжения смещения и тока зонда осуществлялось относительно общей точки системы измерения. Для определения потенциала плазмы и температуры электронов была построена зависимость логарифма тока зонда от напряжения смещения. Электронный ток насыщения определялся по зондовой характеристике в точке потенциала плазмы.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Напряжение горения дугового разряда изменилось с помощью высоковольтного щупа.

На основе полученных данных были построены вольт-амперные характеристики (ВАХ) при различных давлениях рабочего газа (рис. 4). При повышении давления рабочего газа происходит

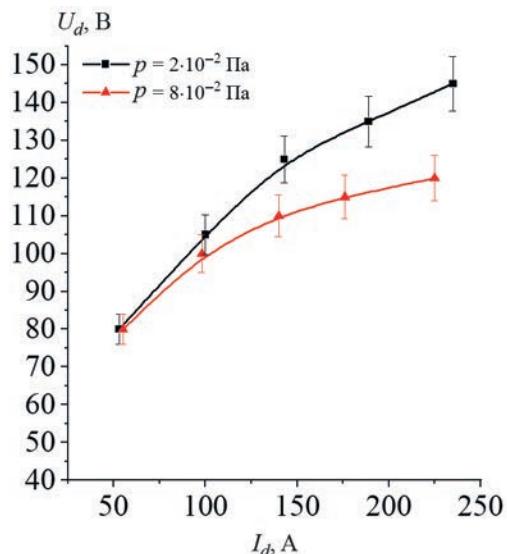


Рис. 4. ВАХ дугового разряда низкого давления в источнике электронов с плазменным катодом.

снижение напряжения горения разряда, связанное с увеличением количества актов ионизации в объеме и повышением концентрации эмиссионной плазмы. К примеру, при токе разряда $I_d = 140$ А напряжение разряда при повышении давления газа (с $p = 2 \cdot 10^{-2}$ Па до $p = 8 \cdot 10^{-2}$ Па) уменьшается примерно на 15 В.

На рис. 5 представлены результаты зондовых измерений. Из рис. 5а следует, что параметры плазмы слабо зависят от давления в диапазоне

50–85 мПа, тогда как на рис. 5б виден явный рост концентрации плазмы при изменении тока разряда. Сравнение зондовых характеристик, полученных в различные моменты времени, относительно начала импульса (рис. 5в), показало, что потенциал плазмы растет примерно до 60 мкс и практически не изменяется после, что, вероятно, связано с временем заполнения плазмой объема эмиттера. Из зондовых характеристик (рис. 5в) была рассчитана также концентрация плазмы в различные моменты: в начале импульса (20 мкс) она составила $2.6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, в середине импульса (60 мкс) – $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а в

конце (100 мкс) достигла значения $5.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Потенциал плазмы в течение импульса менялся с 100 до 120 В. Данные изменения свидетельствуют о расширении плазмы в течение импульса и установлении квазистационарного режима генерации примерно к 60-й микросекунде.

В данных экспериментах электронный ток насыщения варьирует в пределах 23–65 мА. Таким образом, в близких к рабочим режимах температура электронов дугового разряда составила $T_e = 35 \text{ эВ}$, а концентрация электронов в плазме достигала значения $n_e = 8.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при токе $I_d = 120 \text{ А}$, тогда как при токе разряда $I_d = 80 \text{ А}$ концентрация плазмы составляла $5.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что свидетельствует о существенной зависимости концентрации от тока дугового разряда. Стоит отметить, что полученная величина T_e представляет собой некоторую среднюю величину энергии электронов, а не энергию полностью термализованных электронов разряда.

На азимутальном распределении (рис. 6) концентрация плазмы составила $n_e = (5.7 \pm 0.4) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при токе разряда $I_d = 120 \text{ А}$ и $n_e = (3.6 \pm 0.2) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при токе $I_d = 90 \text{ А}$. Температура электронов в среднем составила 40 эВ, а потенциал плазмы составил около 90 В. Полученное распределение показало удовлетворительную неоднородность концентрации плазмы в данной конфигурации электродной системы плазменного эмиттера для получения однородного радиально сходящегося электронного пучка.

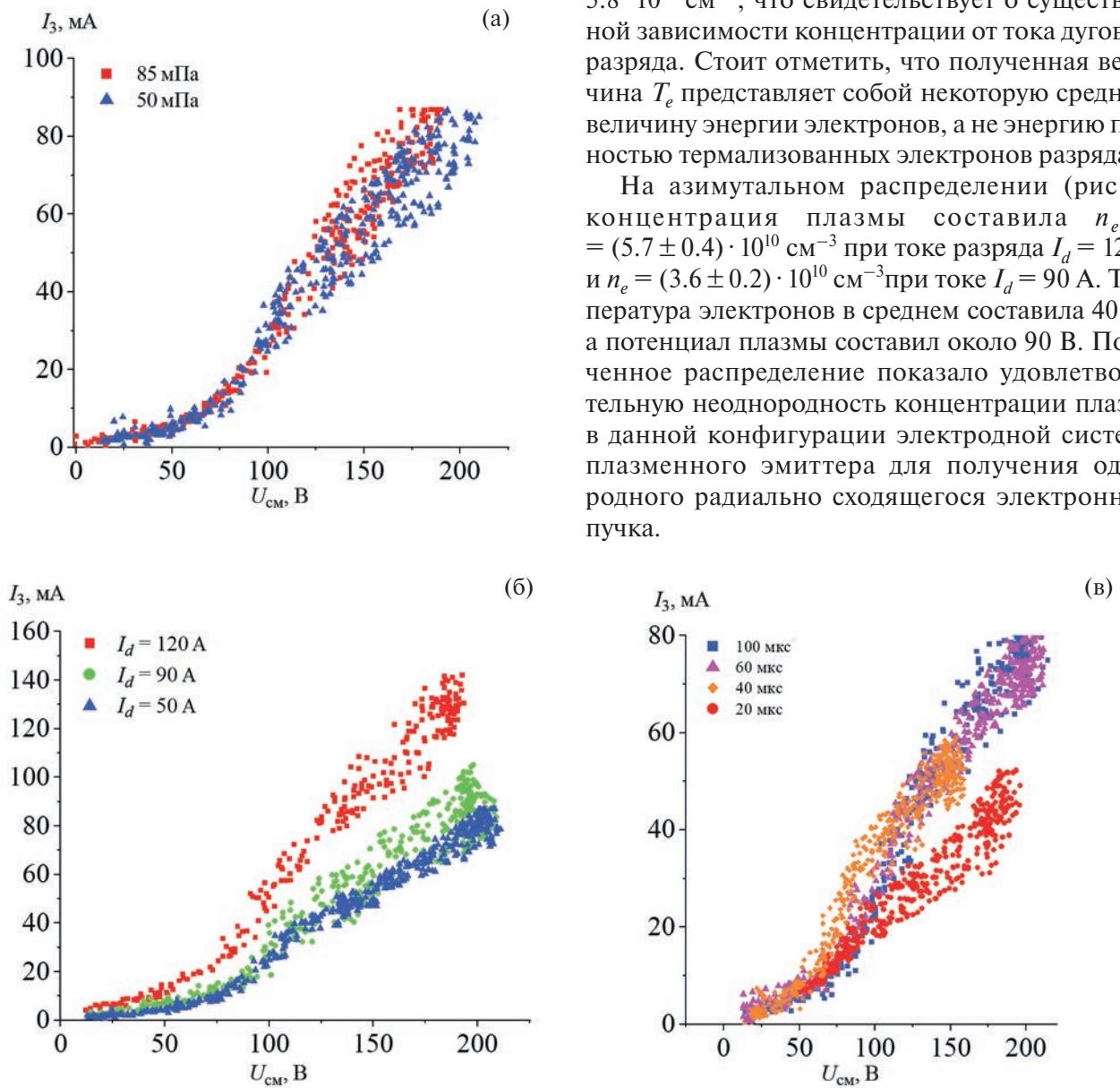


Рис. 5. Сравнение зондовых характеристик при различных давлениях ($I_d = 70 \text{ А}$) (а), токах разряда ($p = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$) (б), моментах относительно начала импульса ($I_d = 80 \text{ А}, p = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$) (в).

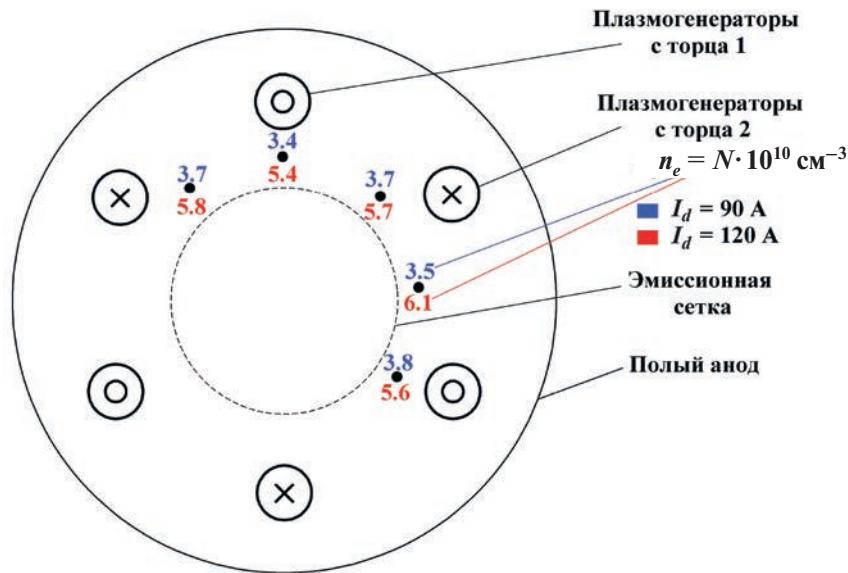


Рис. 6. Азимутальное распределение концентрации эмиссионной плазмы ($p = 5 \cdot 10^{-2}$ Па).

Аксидальное распределение (рис. 7) концентрации эмиссионной плазмы по длине плазменного эмиттера показало, что концентрация плазмы дугового разряда уменьшается с $9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ до $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ по мере удаления от плазмогенератора, на оси которого располагался зонд. Вероятно, полученное снижение концентрации связано с неоптимальным радиусом окружности (22 см), на которой расположены плазмогенераторы. Потенциал плазмы в аксиальном распределении изменился несущественно и составлял примерно 110 В.

Эксперименты по генерации радиально сходящегося электронного пучка с использованием

созданного сеточного плазменного эмиттера показали, что в данной конфигурации системы можно получить плотность энергии до 20 Дж/см^2 , что является достаточным для обработки поверхности металлических изделий различных форм. Характерные осциллограммы тока разряда и тока пучка представлены на рис. 8а. Из предположения, что весь ток в ускоряющем промежутке I_0 является эмиссионным током из плазменного эмиттера $I_0 = I_{em}$, следует (рис. 8а), что коэффициент извлечения электронов из плазменного эмиттера, равный отношению $\alpha = I_{em}/I_d$, составляет около 0.75. На рис. 8б представлен автограф электронного пучка на коллекторе из нержавею-

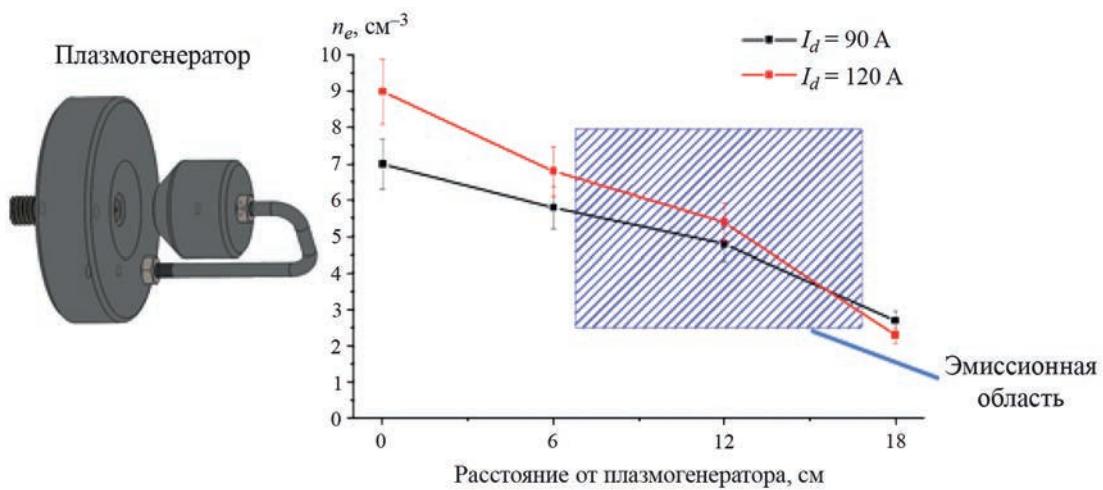


Рис. 7. Аксидальное распределение концентрации эмиссионной плазмы на оси плазмогенератора ($p = 5 \cdot 10^{-2}$ Па).

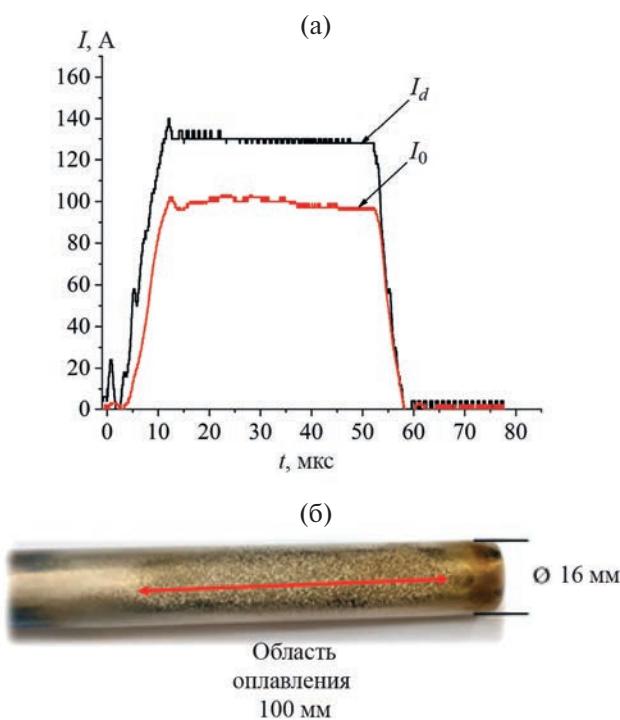


Рис. 8. Осциллограммы токов разряда и токов в ускоряющем промежутке ($p = 5 \cdot 10^{-2}$ Па) (а) и автограф электронного пучка на коллекторе из нержавеющей стали при токе пучка $I_b = 100$ А, ускоряющем напряжении $U_0 = 45$ кВ и длительности импульса $\tau = 150$ мкс ($J \approx 13$ Дж/см 2) (б).

щей стали при токе пучка $I_b = 100$ А, ускоряющем напряжении $U_0 = 45$ кВ и длительности импульса $\tau = 150$ мкс ($J \approx 13$ Дж/см 2).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования продемонстрировали удивительную неоднородность концентрации плазмы, заполняющей объем плазменного эмиттера, при различных токах многодугового разряда и давлениях рабочего газа, что косвенно может говорить о равномерности обработки различных материалов и изделий цилиндрической и более сложной форм при помощи источника электронов с радиально сходящимся пучком. Для азимутального распределения в середине плазменного эмиттера концентрация плазмы в среднем составила $n_e \approx (3.6 \pm 0.2) \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ для тока разряда 90 А и $n_e \approx (5.7 \pm 0.4) \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ для тока 120 А. Полученные зависимости параметров плазмы от давления показали незначительные различия, в то время как при изменении тока разряда с 50 до 120 А концентрация эмиссионной плазмы менялась с $(3.8 \pm 0.2) \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ до $(8.1 \pm 0.2) \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$.

Используемая автоматизированная система измерения позволила получить динамику параметров плазмы в течение импульса тока разряда. Так, в центральной области эмиттера плазма нарабатывается в течение 60 мкс. Это подразумевает генерацию дугового разряда длительностью порядка 100 мкс и более в данной конфигурации электродной системы, что также важно учитывать при разработке источников электронов на основе сеточных плазменных катодов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00939).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугаев С.П., Крейндель Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергатомиздат, 1984.
2. Гаврилов Н.В., Гущенец В.И., Коваль Н.Н., Окс Е.М. и др. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером. Екатеринбург: Наука, 1993.
3. Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С., Семашко Н.Н. Эмиссионная электроника. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009.
4. Крейндель Ю.Е., Мартенс В.Я., Съедин В.Я., Гавринцев С.В. // ПТЭ. 1982. № 4. С. 178.
5. Ефремов А.М., Ковальчук Б.М., Крейндель Ю.Е., Толкачев В.С., Щанин П.М. // ПТЭ. 1987. № 1. С. 167.
6. Источники электронов с плазменным эмиттером / Под ред. Ю.Е. Крейнделя. Новосибирск: Наука, 1983.
7. Grigoriev S.V., Koval N.N., Devyatkov V.N., Teresov A.D. // Proc. 9th Intern. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2008. P. 19.
8. Григорьев С.В., Девятков В.Н., Миков А.В., Москвин П.В., Тересов А.Д. // Известия вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 11/3. С. 58.
9. Иванов Ю.Ф., Коваль Н.Н. Структура и свойства перспективных металлических материалов / Под ред. А.И. Потекаева. Томск: НТЛ, 2007.
10. Гришунин В.А., Громов В.Е., Иванов Ю.Ф., Денисова Ю.А. Электронно-пучковая модификация структуры и свойств стали. Новокузнецк: Полиграфист, 2012.
11. Волков К.В., Громов В.Е., Иванов Ю.Ф., Гришунин В.А. Повышение усталостной выносимости рельсовой стали электронно-пучковой обработкой. Новокузнецк: Интер-Кузбасс, 2013.
12. Райков С.В., Будовских Е.А., Громов В.Е., Иванов Ю.Ф., Ващук Е.С. Формирование структурно-фазовых состояний и свойств поверхности

- титановых сплавов при электровзрывном легировании и последующей электронно-пучковой обработке. Новокузнецк: Интер-Кузбасс, 2014.
13. Иванов Ю.Ф., Громов В.Е., Коновалов С.В., Аксенова К.В. Усталость силумина, модифицированного электронно-пучковой обработкой. Новокузнецк: Полиграфист, 2016.
 14. Эволюция структуры поверхностного слоя стали, подвергнутой электронно-ионно-плазменным методам обработки / Под ред. Н.Н. Коваля, Ю.Ф. Иванова. Томск: НТЛ, 2016.
 15. Воробьев М.С., Григорьев С.В., Москвин П.В., Сулакшин С.А. // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 11/3. С. 199.
 16. Воробьев М.С., Гамермайстер С.А., Девятков В.Н., Коваль Н.Н., Сулакшин С.А., Щанин П.М. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 12. С. 24.
 17. Воробьев М.С., Девятков В.Н., Коваль Н.Н., Сулакшин С.А. // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 8. С. 109.
 18. Кизириди П.П., Озур Г.Е. // ПТЭ. 2023. № 4. С. 84. <https://doi.org/10.31857/S0032816223030072>
 19. Энгелько В.И., Павлов Е.П., Ткаченко К.И., Щеголихин Н.П. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. 2019. № 1. С. 67. <https://doi.org/10.55176/2414-1038-2019-1-67-74>
 20. Коваль Н.Н., Девятков В.Н., Воробьев М.С. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 12. С. 7. <https://doi.org/10.17223/00213411/63/10/7>
 21. Torba M.S., Doroshkevich S.Y., Vorobyov M.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. № 87. Suppl. 2. P. 318. <https://doi.org/10.1134/S1062873823704798>
 22. Doroshkevich S.Y., Vorobyov M.S., Kovalsky S.S. et al. // J. Physics: Conference Series. Proc. 14th Inter. Conf. "Gas Discharge Plasmas and Their Applications". 2019. V. 1393. 012006. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012006>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 535.1; 535.016

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ГЛУБИНЫ ПРОНИКОВЕНИЯ ПОЛЯ ТЕРАГЕРЦЕВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ВОЗДУХ

© 2025 г. В. Д. Кукотенко^{a,*}, В. В. Герасимов^{a,b}, А. Г. Лемзяков^{a,c}, А. К. Никитин^d

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

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

^cЦентр коллективного пользования “Сибирский кольцевой источник фотонов”
Института катализа им. Г. К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630559, Новосибирская обл., р. п. Кольцово, просп. Никольский, 1

^dНаучно-технологический центр уникального приборостроения
Российской академии наук
Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15

* e-mail: V.D.Kukotenko@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 10.04.2024 г.

После доработки 27.09.2024 г.

Принята к публикации 15.10.2024 г.

Предложены и апробированы два метода измерения глубины проникновения поля поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) с использованием квазимонохроматического терагерцевого излучения новосибирского лазера на свободных электронах ($\lambda = 141$ мкм): зондовый метод с модуляцией излучения обтюратором или модуляцией дифрагирующей доли поля ППП колебаниями внедренного в него зонда и метод экранирования, регистрирующего интенсивность ППП, прошедших под металлическим экраном. В обоих методах для уменьшения доли паразитных засветок от объемных волн предлагается использовать излом поверхности образца или элементы преобразования (излучения в ППП и обратно) цилиндрической формы. Результаты экспериментов по оценке глубины проникновения поля ППП в воздухе обоими методами согласуются между собой. Выявлены достоинства и недостатки этих методов, а также условия их применения при работе с образцами, содержащими и не содержащими диэлектрическое покрытие.

DOI: 10.31857/S0032816225010115, EDN: GHMCDA

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время размер фотонных интегральных схем ограничен явлением дифракции, что сдерживает дальнейшее развитие оптических устройств обработки информации. Плазмоника способна устранить это различие между размерами электронных и фотонных компонент [1]. Фотоника и плазмоника – взаимно дополняющие друг друга разделы оптоэлектроники, поскольку при определенных условиях оптические сигналы могут быть преобразованы в поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), и наоборот. При подборе подходящих материалов,

используемых для изготовления плазмонных схем, необходимо знать эффективную диэлектрическую проницаемость скин-слоя поверхности таких материалов, определенную методами плазмонной рефрактометрии. Некоторые из таких методов, применяемых в терагерцевом (ТГц) диапазоне, основываются на измерении глубины проникновения поля ППП в воздухе.

Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой распространяющийся по границе раздела металла и диэлектрика комплекс взаимно порождающих p -поляризованный поверхностью электромагнитной волны (ПЭВ) и волны плотности электронов проводимости

в приповерхностном слое металла [2]. Поле ПЭВ экспоненциально убывает по обе стороны от границы раздела, причем глубина его проникновения в металл сравнима с глубиной скин-слоя на данной длине волны, а глубина его проникновения в диэлектрик (чаще всего воздух) определяется (в случае структуры металл–воздух) эффективной (усредненной) диэлектрической проницаемостью ϵ_m приповерхностного слоя металла и наличием на границе раздела шероховатостей, включений и иных видов неоднородностей. При этом длина волны ППП $\lambda_{\text{ППП}}$ меньше длины волны объемного излучения λ_0 в k' раз (где k' – показатель преломления ППП, являющийся вещественной частью комплексного показателя преломления ППП), что делает возможным преодоление дифракционного предела Аббе при выполнении микроскопии проводящей поверхности [3, 4].

Кроме того, фазовая скорость ППП меньше скорости света c в свободном пространстве всего на сотые доли процента, в то время как скорость оптоволоконных мод как минимум в 1.5 раза меньше c . Поэтому в настоящее время с целью повышения скорости передачи оптических сигналов и повышения быстродействия оптических устройств обработки информации плазмонные элементы активно внедряются в системы оптической связи видимого диапазона [5, 6].

Освоение плазмоникой ТГц-диапазона не только позволит повысить скорость передачи и обработки данных [7, 8], но и откроет новые возможности для изучения физико-химических процессов на поверхности металлов и полупроводников, а также для ТГц-спектроскопии и рефрактометрии поверхности [9, 10].

При разработке элементной базы ТГц-плазмоники необходимо знать оптические свойства направляющей поверхности ППП, определяющие такие измеряемые характеристики ППП, как глубина проникновения их поля (по мощности) в окружающую среду D и длина распространения ППП L (величина, обратная коэффициенту затухания ППП), которые и определяют размеры и энергопотребление плазмонных устройств.

Значение диэлектрической проницаемости поверхности металлических и металлизированных элементов оптических схем может существенно отличаться от рассчитанного по модели Друде, особенно в ИК- и ТГц-диапазонах, где отражающая способность благородных металлов стремится к 100% [11]. Более того, значение

эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_m приповерхностного слоя металла, куда проникает поле ППП, может на несколько порядков отличаться от полученного методом рефрактометрии [12, 13]. Поэтому для корректного моделирования работы оптических систем, особенно элементов плазмоники, необходимо использовать измеренное значение диэлектрической проницаемости металлических элементов и проводящих покрытий.

Перспективность применения ППП для рефрактометрии проводящей поверхности в ТГц-диапазоне обосновывается также тем, что напряженность поля ППП на поверхности металла не только максимальна, в отличие от напряженности зондирующей объемной волны при рефрактометрических измерениях, но и резонансным образом усиlena на 1–2 порядка, а расстояние взаимодействия зондирующего излучения в форме ППП с исследуемой поверхностью, определяемое длиной распространения ППП L , достигает (10^2 – 10^3) λ_0 .

Для определения диэлектрической проницаемости ϵ_m поверхности металла на данной длине волны λ_0 необходимо измерить не менее двух характеристик ППП [13]. Сравнительно просто и точно поддается измерению длина распространения ППП L , связанная с мнимой частью показателя преломления ППП k'' соотношением $L = \lambda_0 / (4\pi k'')$. Второй характеристикой может быть либо действительная часть показателя преломления ППП k , либо глубина проникновения D поля ППП в воздухе. Решив дисперсионное уравнение ППП, при известных λ_0 и параметрах структуры, направляющей ППП, можно определить значение комплексной величины $\epsilon_m = \epsilon' + i\epsilon''$.

Известен способ определения диэлектрической проницаемости ϵ_m поверхности металлических зеркал по комплексному показателю преломления ППП $k = k' + k''$, найденному по измеренным значениям L и D [14]. Измерение D в этой работе осуществлялось линейкой фотодетекторов, размещенной перпендикулярно к треку ППП и к поверхности образца. Вследствие высокого уровня засветки линейки паразитными объемными волнами от элемента преобразования излучения источника в ППП и с самого трека (из-за рассеяния ППП на неоднородностях поверхности) систематическая погрешность измерения D оказалась не меньше 50%, что приводит к неприемлемо большой систематической ошибке в определении ϵ_m .

Привлекательная перспектива для рефрактометрии металлов открылась, казалось бы, в связи с разработкой метода ТГц-спектроскопии с разрешением по времени (time-domain spectrometer – TDS) [15]. При реализации этого метода измеряются не мощность, а амплитуда и фаза зондирующего ТГц-излучения в форме пикосекундного импульса. Провзаимодействовавшее с образцом широкополосное ТГц-излучение строится фемтосекундными световыми импульсами (для запуска фотоприемной антенны ТГц-излучения) с целью получения зависимости силы фототока от времени; полное обратное фурье-преобразование этой зависимости позволяет получить как амплитудный, так и фазовый спектры отраженного (прошедшего) излучения в достаточно широкой области ТГц-диапазона.

Метод был апробирован для ТГц-рефрактометрии в геометрии на пропускание/отражение прозрачных металлических слоев (толщиной до 120 нм) [16]. Наряду с впечатляющими, на первый взгляд, достоинствами, метод TDS имеет ряд недостатков: 1) наличие дисперсии эффективности преобразования широкополосных объемных волн в ППП; 2) жесткие требования к параллельности граней прозрачной подложки; 3) продолжительное время измерений вследствие необходимости усреднения их результатов по большому количеству импульсов, что сопряжено с жесткими требованиями к синхронности и идентичности импульсов в ТГц-диапазоне и световых импульсов [17].

Были предприняты попытки объединить возможности методов ППП-рефрактометрии и TDS-спектроскопии для исследования поверхности металлов и полупроводников в ТГц-диапазоне [12, 18, 19]. Импульс ТГц-излучения преобразовывался в импульс широкополосных ППП и после пробега ими макроскопического расстояния по образцу преобразовывался в объемное излучение, которое детектировалось, после чего полученная зависимость фототока от времени обрабатывалась по стандартной для TDS методике. Однако тестовые измерения продемонстрировали принципиальную невозможность объединить возможности методов ППП и TDS в реальных условиях. Основной причиной этого является паразитное излучение как от элементов преобразования, так и от трека ППП, вследствие чего на фотоприемник поступает смесь паразитных и порождаемых на выходном элементе объемных волн. В результате отношение сигнал/

шум и точность измерений становятся непримлемо низкими (особенно для восстановления фазового спектра ППП) [19].

Недавно были предложены интерферометрические методы определения действительной части показателя преломления монохроматических ППП в ТГц-диапазоне [20–22]. Данные методы довольно сложны и требуют очень высокой точности измерений, так как показатель преломления ППП на благородных металлах превышает показатель преломления воздуха $n_a \approx 1.000263$ всего на сотые доли процента [23]. Это накладывает жесткие требования на юстировку оптической схемы, точность позиционирования отдельных элементов схемы и стабильность характеристик излучения источника [22]. Измерения осложняются еще и тем, что, помимо полезного сигнала от ППП, на фотоприемник поступают паразитные объемные волны, исходящие как от элементов оптической схемы, так и от трека ППП [24].

Более умеренные требования к прецизионности используемого оборудования предъявляются при измерении глубины проникновения поля поверхностной волны D в воздухе, однако проблема с паразитными засветками приемника остается. Для того чтобы экранироваться от них, используется пространственное разделение ППП и паразитных волн с помощью искривленных поверхностей, экранов, щелей [12, 14, 24–27]. Тем не менее даже при использовании экранирования полное исключение засветки приемника паразитными приповерхностными волнами при измерении характеристик ППП в ТГц-диапазоне невозможно.

Затухание ППП в ТГц-диапазоне, характеризуемое длиной распространения L , особенно на реальной поверхности металла без покровного слоя диэлектрика, определяется преимущественно не джоулевыми, а радиационными потерями, которые не учитываются дисперсионным уравнением ППП [24]. Поэтому значение k' , определенное решением дисперсионного уравнения ППП при подстановке в него измеренных L и D (или L и k'), будет заведомо содержать некоторую ошибку, обусловленную отличием аналитической модели распространения ППП от реальности.

В данной работе предлагаются два метода измерения глубины проникновения поля ППП D в воздухе: зондовый и метод экранирования с применением пространственного разделения паразитных объемных волн и поверхностной

волны. В зондовом методе в поле ППП вносится плоский проводящий зонд (размер которого сопоставим с D), отражающий ППП на расположенный у кромки образца приемник; при этом применяется либо амплитудная модуляция генерирующего ППП излучения, либо модуляция расстояния, отделяющего зонд от поверхности образца. В методе экранирования над треком ППП размещается непрозрачный экран, отсекающий ту или иную часть поля ППП (в зависимости от регулируемого расстояния z между краем экрана и поверхностью образца), и измеряется зависимость интенсивности прошедших под экраном ППП от величины z . Тестовым объектом является плоская металлическая поверхность с нанесенным слоем диэлектрика субмикронной толщины, что позволяет понизить влияние паразитных засветок на точность измерений.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В качестве источника излучения использовался новосибирский лазер на свободных электронах (НЛСЭ), генерирующий непрерывную последовательность импульсов длительностью 100 пс, следующих с частотой повторения 5.6 МГц [28]. В эксперименте длина волны составляла $\lambda_0 = 141$ мкм, при которой средняя мощность на входе из оптического канала НЛСЭ была порядка 10 Вт. Регулирование мощности излучения, подаваемого на установку, осуществлялось с помощью проволочного поляризатора, а ее контроль — измерителем мощности в отдельном светоделителе пучке.

2.1. Зондовый метод

Для формирования и детектирования ППП зондовым методом использовалась экспериментальная схема, представленная на рис. 1. Пучок ТГц-излучения диаметром около 15 мм (на уровне 0.5 по интенсивности) с помощью юстировочных зеркал 1 и 3 направлялся на металлизированное золотом цилиндрическое зеркало 4 ($f = 75$ мм), фокусировавшее его на прямоугольное ребро торца образца 5. Вследствие дифракции на этом ребре часть энергии падающего пучка преобразовывалась в ППП [20, 21], распространяющиеся в плоскости падения по поверхности образца.

Направляющая ППП поверхность образца имела две плоские грани, отклоненные относительно друг друга на 13° и сопряженные скругленным ребром. Такой профиль поверхности

способствует экранированию фотоприемника, измеряющего интенсивность ППП, от паразитных объемных волн, порождаемых при дифракции излучения на прямоугольном ребре торца образца 5 [29]. Радиус скругления ребра удовлетворял условию $R \gg \lambda_0$, чтобы радиационные потери ППП на кривизне поверхности были невелики [30]. Для дополнительного экранирования приемника 9 от засветок в начале (по ходу излучения) второй грани образца устанавливались поролоновые воротца 6 с проемом высотой 1 мм и шириной 20 мм. ППП дифрагировали на зонде 7, который представлял собой стальную проволочку квадратного сечения 0.4×0.4 мм² с длиной 12 мм, ориентированную под углом 45° к треку ППП. В результате дифракции часть энергии ППП преобразовывалась в объемные волны, которые собирались по схеме 2f–2f киноформной полиэтиленовой линзы 8 ($f = 75$ мм) на входной апертуре ячейки Голея 9 (TYDEX, Россия) [31]. Оптическая схема 2f–2f обеспечивала сбор излучения именно от зонда, что уменьшало влияние паразитных засветок. Диаметр входной апертуры приемника Голея составлял 10 мм, что примерно соответствовало длине проволочки.

В схеме использовалось два вида амплитудной модуляции детектируемого излучения: 1) модуляция колебаниями зонда под воздействием электромагнитного вибратора (к которому крепился зонд) и генератора низкочастотных сигналов (ГЗ-112, Россия); 2) внешняя модуляция, реализуемая с помощью механического обтюра-

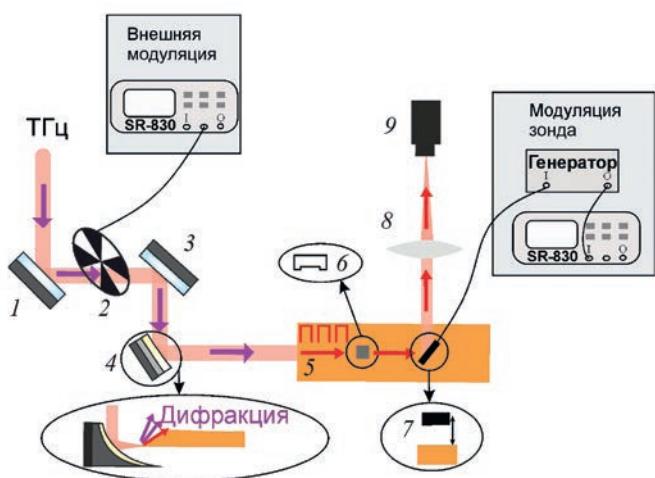


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения поля ППП зондовым методом при применении одного из двух типов модуляции детектируемого излучения: колебаниями зонда 7 или механическим обтюратором 2.

тора 2 (см. рис. 1) и контроллера частоты New-Port (США). Сигнал ячейки Голея регистрировался синхронным детектором SR-830 (Stanford Research, США) на частоте модуляции. В обоих случаях зонд с вибратором крепился к вертикальной механической подвижке (Standa, Литва), с помощью которой менялось расстояние (вдоль оси z) между зондом и поверхностью образца с минимальным шагом 25 мкм.

2.2. Метод экранирования

Принципиальная схема реализации метода экранирования представлена на рис. 2. В этом методе регистрируется интенсивность ППП, прошедших под размещенным над треком ППП непрозрачным экраном. Часть поля ППП, перекрываемая экраном, отражалась им в виде ППП, движущихся навстречу исходному пучку ППП, или дифрагировала на его крае, преобразуясь в объемные волны. В качестве экрана использовалась клиновидная стеклянная пластинка с золотым напылением грани, обращенной навстречу исходному пучку ППП. Экран крепился к вертикальной механической подвижке, позволяющей изменять расстояние (вдоль оси z) между ним и поверхностью образца с шагом 25 мкм.

Полная схема эксперимента по тестированию метода экранирования показана на рис. 3. В качестве образца 5 использовалась плоская стеклянная пластинка, покрытая непрозрачным слоем золота, причем направляющая ППП поверхность образца не имела излома на начальном участке (как в зондовом методе), а экранирование от паразитных засветок достигалось в результате использования в качестве элемента преобразования ППП в объемное излучение цилиндрического сегмента 8 (1/8 цилиндра с

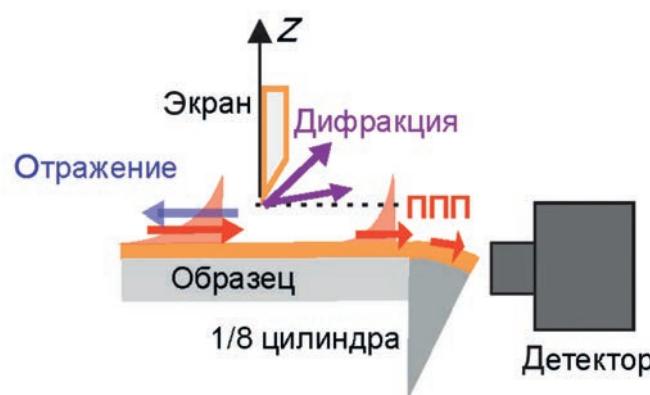


Рис. 2. Принципиальная схема измерения поля ППП методом экранирования.

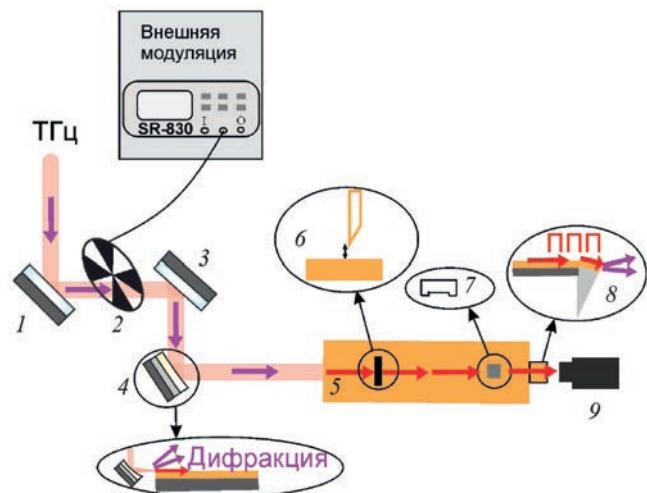


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для измерения поля ППП методом экранирования.

радиусом $R = 60$ мм), примыкавшего к выходному торцу образца 5. Для уменьшения затухания ППП на цилиндрическом сегменте его металлизированная слоем золота толщиной 300 нм выпуклая поверхность была покрыта слоем сульфида цинка (ZnS) толщиной 1 мкм [30]. Поверхностная волна, прошедшая под экраном 6 и через поролоновые воротца 7, переходила на цилиндрический элемент преобразования 8, достигала его свободного ребра и преобразовывалась (в результате дифракции на нем) в объемное излучение, детектируемое ячейкой Голея 9.

Прототип метода экранирования впервые был реализован в ТГц-диапазоне в работе [25], где для экранирования от паразитных объемных волн авторами использовалось углубление (изгиб) небольшого радиуса в алюминиевой фольге. Несмотря на экранировку в данной реализации метода, на детектор могли попадать паразитные объемные волны, возникающие при срыве ППП на изгибе фольги. В предлагаемом нами методе за счет использования цилиндрического элемента преобразования 8 достигается полная экранировка детектора от паразитных волн.

2.3. Тестовые образцы

В эксперименте в качестве тестовых образцов использовались стеклянные пластины, на рабочую полированную грань которых методом магнетронного распыления наносилось золото (Au) толщиной 300 нм, поверх которого методом электронно-лучевого распыления наносился слой сульфида цинка толщиной 0.7 мкм (см. рис. 4а). Слой ZnS необходим для увели-

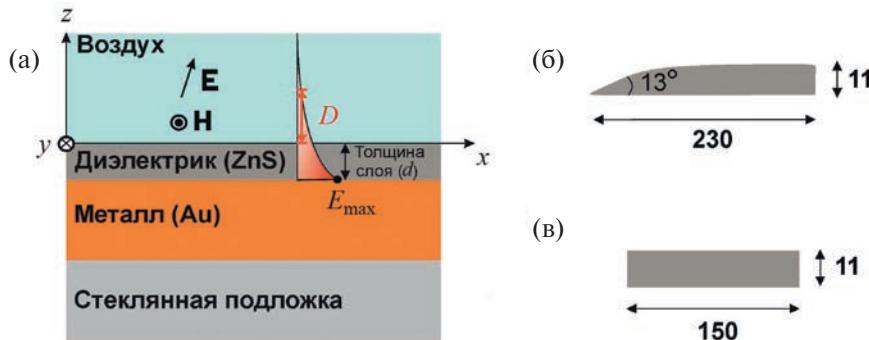


Рис. 4. а – Схемы структур образцов: x – расстояние от входного торца образца, z – расстояние от зонда до поверхности образца, D – глубина проникновения поля ППП в воздух, d – толщина покровного слоя ZnS, E и H – напряженности электрического и магнитного полей ППП соответственно; б и в – геометрия профилей образцов, используемых в зондовом методе и методе экранирования соответственно.

чения эффективности преобразования излучения НЛСЭ в ППП [32], а также для уменьшения радиационных потерь ППП на шероховатостях и оптических неоднородностях поверхности образца [13]. В эксперименте по измерению поля ППП зондовым методом поверхность стеклянной подложки имела плавный излом под углом 13° (рис. 4б) для экранирования от паразитных засветок, при этом длина горизонтальной грани составляла 190 мм при полном размере образца 230 мм. Ширина подложки равнялась 34 мм, толщина 11 мм. В эксперименте с применением метода экранирования габариты образца составляли $150 \times 34 \times 11$ мм³ (рис. 4в).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Измерение поля ППП зондовым методом

Для измерения поля ППП зондовым методом использовалась установка, показанная на рис. 1. Чтобы оценить влияние амплитуды a колебания зонда на интенсивность I дифрагированного на нем излучения, регистрируемого комплексом “ячейка Голея–синхронный детектор”, была измерена зависимость величины сигнала S от напряжения U , подаваемого с генератора низкочастотных колебаний на электромагнитный вибратор (рис. 5). Частота колебаний составляла 30 Гц, что примерно соответствовало максимуму амплитудно-частотной зависимости ячейки Голея [31].

С увеличением U полезный сигнал увеличивается прямо пропорционально, что свидетельствует о малости амплитуды колебаний a по сравнению с глубиной проникновения D поля ППП в воздух. Условие малости a подтвердилось при

дополнительной ее экспериментальной оценке по колебаниям положения тени, формируемой на экране от зонда при освещении его сфокусированным лазерным излучением с $\lambda = 637$ нм. При напряжении на вибраторе $U = 20$ В амплитуда колебаний a составляла порядка 50 мкм, что примерно на порядок меньше D (табл. 1).

Запишем выражение для величины регистрируемого ячейкой Голея сигнала как интеграл дифрагировавшего на зонде излучения по области его перекрытия с полем ППП:

$$I_r = \int_{\frac{z-\delta}{2}}^{\frac{z+\delta}{2}} I_0 \exp\left(-\frac{\xi + af(t)}{D}\right) d\xi = I_0 D \exp\left(-\frac{af(t)}{D}\right) \times \\ \times \left(\exp\left(-\frac{z-\delta}{D}\right) - \exp\left(-\frac{z+\delta}{D}\right) \right), \quad (1)$$

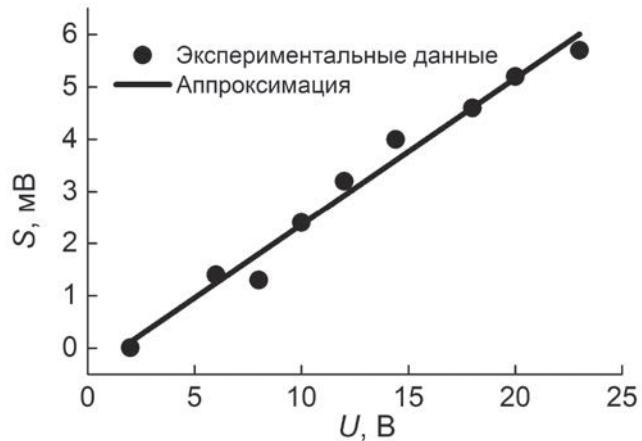


Рис. 5. Зависимость полезного сигнала S , пропорционального интенсивности рассеянных зондом ППП, от приложенного к зонду напряжения U .

где $f(t)$ – периодическая функция колебаний зонда, δ – размер зонда в поперечном сечении. Упростим выражение (1) с учетом малости соотношения a/D :

$$I_r \approx 2I_0 D \exp\left(-\frac{z}{D}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\delta}{2D}\right) \left(1 - \frac{a}{D} f(t)\right). \quad (2)$$

Сигнал I_r от ячейки Голея подавался на вход синхронного детектора вместе с опорным периодическим сигналом $\cos(\omega_0 t)$ от контроллера обтюратора. Для определенности будем считать, что зонд колебается по гармоническому закону $f(t) = \cos(\omega t)$ с частотой ω , тогда регистрируемый детектором сигнал с учетом прохождения через фильтр низких частот LPF (low pass filter) будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} S &= \text{LPF}(I_r \cos(\omega_0 t)) \approx \\ &\approx 2I_0 D_p \exp\left(-\frac{z}{D}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\delta}{2D}\right) \times \\ &\times \text{LPF}\left(\frac{a}{D} \cos(\omega t) \cos(\omega_0 t)\right) = \\ &= I_0 \exp\left(-\frac{z}{D}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\delta}{2D}\right) a. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, регистрируемый сигнал S должен быть пропорционален амплитуде колебаний зонда a , которая с учетом ее малости пропорциональна напряжению, подаваемому на вибратор ($a \sim U$), что и подтверждает экспериментальный график на рис. 5. Согласно формуле (3), зависимость $S(z)$ воспроизводит профиль интенсивности поля ППП над поверхностью проводника, что и требовалось в нашем эксперименте. Стоит отметить, что величина S также зависит от толщины проволочки δ . В случае, если величина δ будет сравнима или даже больше D , это не отразится на характере зависимости $S(z)$. При больших δ максимальная область зонда, с которой собирается излучение оптической схемой (см. рис. 1), определяется диаметром фокального пятна киноформной линзы, который при длине волны $\lambda = 141$ мкм составлял примерно 0.3 мм [33].

Измерения представленной на рис. 5 зависимости проводились при напряжении $U < 23$ В, поскольку при $U = 23$ В отмечалось касание зондом поверхности образца; поэтому в описанных ниже экспериментах значение U не превышало 20 В.

На рис. 6 показана зависимость $S(z)$, измеренная с образцом Au, покрытым слоем ZnS толщиной 0.7 мкм (с изломом, см. разд. 2.3) при модуляции регистрируемого излучения колеба-

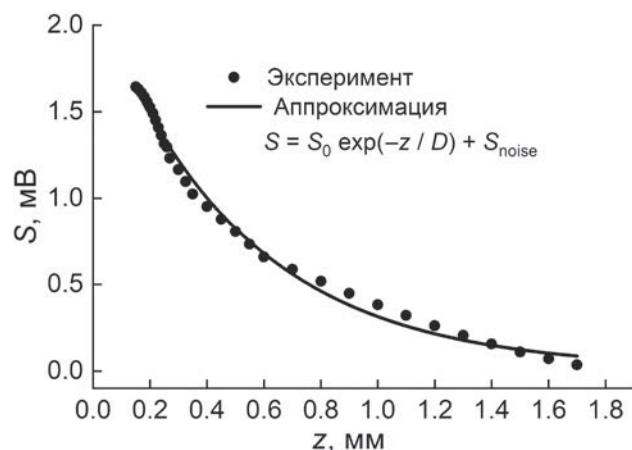


Рис. 6. Зависимость величины регистрируемого сигнала S от расстояния z между зондом и образцом. Использовалась модуляция гармоническими колебаниями зонда с частотой 30 Гц и амплитудой $a = 50$ мкм. Уровень шума составлял 0.01 мВ.

ниями зонда. Зависимость $S(z)$ имеет экспоненциально затухающий вид, что согласуется с формулой (3). Сплошной линией на этом же рисунке показана экспоненциальная аппроксимация при величине шума, равного 0.01 мВ, которая измерялась в отсутствие ТГц-излучения. Шум возникал, в основном, за счет фонового инфракрасного излучения, к которому чувствительна ячейка Голея. В результате аппроксимации была найдена глубина проникновения поля ППП в воздухе, которая составила $D = 0.51 \pm 0.02$ мм.

На рис. 7 представлена зависимость $S(z)$, измеренная при покоящемся зонде и модуляции пучка излучения НЛСЭ обтюратором 2 на частоте 30 Гц (рис. 1). В результате экспоненциальной

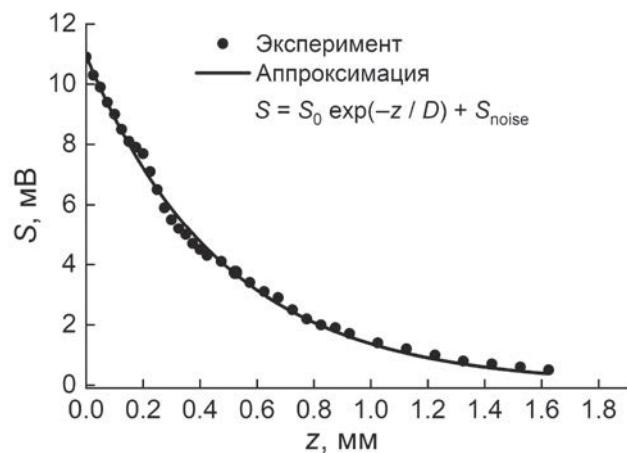


Рис. 7. Зависимость регистрируемого сигнала S от расстояния между зондом и образцом z при модуляции пучка излучения НЛСЭ обтюратором с частотой 30 Гц. Уровень шума составлял 0.3 мВ.

аппроксимации при уровне шума 0.3 мВ оценочное значение глубины проникновения поля ППП в воздухе составило $D = 0.48 \pm 0.01$ мм, что в пределах погрешности соответствует значению, полученному при модуляции излучения колебаниями зонда 7.

3.2. Измерение поля ППП методом экранирования

Для измерения поля ППП методом экранирования использовалась установка, изложенная на рис. 3. В качестве тестового образца использовалась плоская стеклянная подложка (без излома), содержащая образец Au, покрытый слоем ZnS толщиной 0.7 мкм (разд. 2.3). На рис. 8а представлена зависимость сигнала S , порожденного ППП, прошедшими под экраном и достигшими свободного ребра цилиндрического элемента преобразования δ , от расстояния z между экраном и образцом. С увеличением z величина S постепенно возрастала, достигая насыщения при больших z .

Данную зависимость $S(z)$ можно объяснить следующим образом. Как известно, интенсивность поля ППП над поверхностью проводника убывает по экспоненте

$$I_{\text{ппп}} = I_0 \exp\left(-\frac{z}{D}\right), \quad (4)$$

где I_0 – интенсивность поля ППП на поверхности проводника ($z = 0$). Когда экран находится на достаточно больших расстояниях ($z \gg \lambda_0$), потери на дифракцию и отражение ППП от металличес-

кого экрана 6 невелики. В этом случае интенсивность ППП, прошедших под экраном, можно приближенно представить как интеграл по полю ППП под экраном ($0 < \xi < z$) [25]:

$$S(z) = \int_0^z I_{\text{ппп}}(\xi) d\xi = I_0 D \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{D}\right)\right). \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что интенсивность прошедшей под экраном поверхностной волны увеличивается и достигает насыщения при $z \gg D$, что соответствует экспериментальному графику на рис. 8а. Аналогичный характер зависимости $S(z)$ наблюдался при измерении поля над фольгой методом TDS в работе [25]. Для нахождения профиля поля ППП нужно взять производную dS/dz . На рис. 8б точками показан график этой производной, вычисленный по экспериментальной зависимости (рис. 8а). Интенсивность ППП экспоненциально убывает, но начиная не с $z = 0$, а с некоторого значения $z_0 \approx 0.5$ мм. Величина z_0 примерно в три раза больше длины волны излучения λ , что согласуется с нашим предположением о применимости приведенной выше теоретической модели при достаточно больших расстояниях z между экраном и образцом. На малых расстояниях $z \approx \lambda_0$ потери ППП на дифракцию и отражение от экрана возрастают нелинейным образом, что значительно уменьшает интенсивность прошедших под экраном ППП, о чем свидетельствует спад интенсивности dS/dz при $z < z_0$.

Для нахождения глубины проникновения D поля ППП в воздухе была применена экспонен-

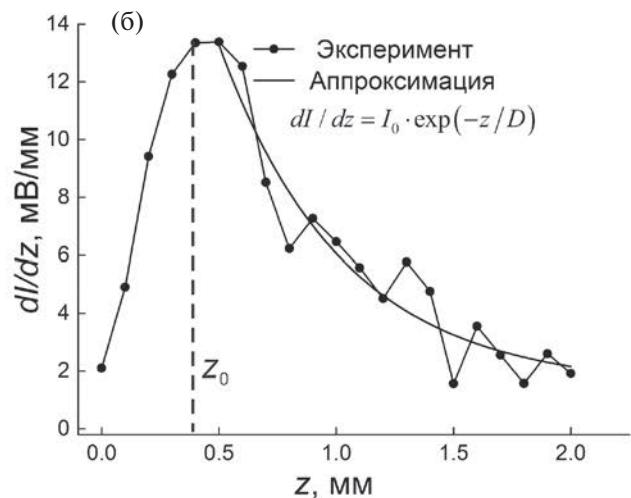
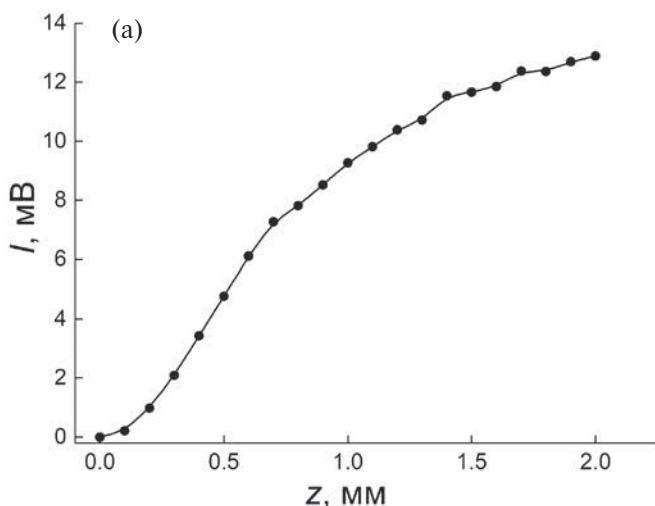


Рис. 8. а – Зависимость сигнала S , порожденного прошедшими под экраном ППП, от расстояния z между экраном и образцом; б – производная dS/dz от экспериментальной зависимости $S(z)$ на рис. а (точки), экспоненциальная аппроксимация (сплошная линия). Использовалась модуляция излучения НЛСЭ обтюратором с частотой 30 Гц.

циальная аппроксимация зависимости dS/dz (z) на рис. 8б при $z > z_0$, в результате которой было установлено, что $D = 0.44 \pm 0.02$ мм. Погрешность в данном случае составила около 5%, что примерно соответствует точности измерений зондового метода.

Для сравнения в табл. 1 представлены результаты оценки глубины проникновения D поля ППП ($\lambda_0 = 141$ мкм) в воздухе, полученные в данной работе тремя способами. В последней строке приведено расчетное значение, вычисленное для трехслойной структуры “Au—слой ZnS (0.7 мкм)—воздух” с использованием модели Друде для диэлектрической проницаемости металла, найденной по справочным значениям плазменной и столкновительных частот золота:

$$\epsilon_m = 104700 + i \cdot 317180 [11],$$

а для ZnS: $\epsilon_{ZnS} = 8.66 + i \cdot 0.059$ [34].

Таблица 1. Результаты измерений глубины проникновения поля ППП (по интенсивности) в воздухе D , полученные в данной работе тремя предложенными методами

Метод измерения	Глубина проникновения D , мм
Зондовый метод, модуляция колебаниями зонда	0.51 ± 0.02
Зондовый метод, модуляция излучения НЛСЭ обтюратором	0.48 ± 0.01
Метод экранирования	0.44 ± 0.02
Оценка по модели Друде	0.39

В пределах погрешности измерений экспериментальные результаты согласуются между собой, что говорит о достоверности предложенных методов. Можно заметить, что глубина проникновения, полученная методом экранирования, немного меньше величин, полученных зондовыми методами, и наиболее близка к теоретической оценке. Это мы связываем с тем, что в методе экранирования в регистрируемом сигнале практически отсутствуют паразитные волны за счет их полного пространственного разделения с ППП цилиндрическим сегментом 8 (см. рис. 3). А повышенные значения D , определенные зондовым методом, свидетельствуют о небольшой примеси паразитных волн, рождающихся при рассеянии ППП на шероховатостях и неоднородностях поверхности образца, а также на изгибе образца (рис. 4б). Небольшое отличие

величины D , полученной методом экранирования, от расчетной оценки связано с отличием эффективной диэлектрической проницаемости поверхности металла от ее значения для кристаллического металла [13].

Согласно представленным результатам и опыту, полученному в ходе экспериментов, можно выделить достоинства и недостатки предложенных методов. Зондовый метод позволяет измерять поле ППП непосредственно и, используя аппроксимацию результатов измерений, определять величину D . К недостаткам зондового метода можно отнести невозможность полной экранировки приемника от паразитных засветок, порождаемых на элементах схемы и вследствие рассеяния ППП на неоднородностях поверхности (особенно на свободной от диэлектрика поверхности металла), что может вносить значительные систематические ошибки в регистрируемый сигнал. При применении метода экранирования можно значительно лучше защититься от паразитных засветок с помощью элементов преобразования цилиндрической формы, что позволяет проводить измерения даже на не покрытом диэлектриком металле.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены и апробированы два метода измерения глубины проникновения поля ППП в воздухе с использованием ТГц-излучения новосибирского лазера на свободных электронах ($\lambda_0 = 141$ мкм): зондовый метод с модуляцией излучения НЛСЭ обтюратором и модуляцией дифрагирующей доли поля ППП колебаниями внешнего в него зонда и метод экранирования, регистрирующий интенсивность ППП, прошедших под металлическим экраном. В обоих методах для уменьшения доли паразитных засветок от объемных волн, порождаемых на элементах схемы и в результате рассеяния ППП на неоднородностях поверхности, предлагается использовать излом поверхности образца или элементы преобразования цилиндрической формы, что позволяет пространственно отделить регистрируемые ППП от паразитных волн. Выполненные эксперименты по оценке глубины проникновения поля ППП в воздухе обнаружили согласие (в пределах погрешности) между результатами измерений обоими методами, что свидетельствует об их достоверности. Выявлены достоинства и недостатки методов, а также условия

их применимости при работе с образцами, содержащими и не содержащими диэлектрическое покрытие.

Наиболее достоверное и близкое к расчетному значение глубины проникновения дал метод экранирования, позволивший за счет лучшей экранировки максимально снизить влияние паразитных объемных волн на регистрируемый полезный сигнал. Предлагаемые методы применимы при работе не только с лазерными источниками ТГц-излучения, но и с более компактными и маломощными источниками.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использовалось оборудование центра коллективного пользования Сибирского центра синхротронного и ТГц-излучения на базе уникальной научной установки “Новосибирский лазер на свободных электронах” в Институте ядерной физики имени Г. И. Буддера Сибирского отделения Российской академии наук.

Авторы благодарят ЦКП ВТАН НГУ за проведение измерений на научном оборудовании.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания научно-технологического центра уникального приборостроения РАН, НИР FFNS-2025-0007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zhang H.C., Zhang L.P., He P.H., Xu J., Qian C., Garcia-Vidal F.J., Cui T.J.* // Light Sci. Appl. 2020. V. 9. P. 113.
<https://doi.org/10.1038/s41377-020-00355-y>
2. *Berger C.E.H., Kooyman R.P.H., Greve J.* // Rev. Sci. Instrum. 1994. V. 65. P. 2829.
<https://doi.org/10.1063/1.1144623>
3. *Maier S.A.* Plasmonics: Fundamentals and Applications. New York: Springer, 2007.
4. *Mynbaev D.K., Sukharensko V.* // Proc. ICCDCS-2014. IEEE. 2014. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/ICCDSCS.2014.7016180>
5. *Pang X., Ozolins O., Jia S. et al.* // J. Lightwave Technol. 2022. V. 40. P. 3149.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3153139>
6. *Pechprasarn S., Somekh M.G.* // J. Microsc. 2012. V. 246. P. 287.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-2818.2012.03617.x>
7. *Sengupta K., Nagatsuma T., Mittleman D.M.* // Nat. Electron. 2018. V. 1. P. 622.
<https://doi.org/10.1038/s41928-018-0173-2>
8. *Sorger V.J., Oulton R.F., Ma R.-M., Zhang X.* // MRS Bulletin. 2012. V. 37. P. 728.
<https://doi.org/10.1557/mrs.2012.170>
9. *Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G., Azarov I.A., Kotelnikov I.A.* // Appl. Sci. 2023. V. 13. P. 7898.
<https://doi.org/10.3390/app13137898>
10. *Zhang X., Xu Q., Xia L., Li Y., Gu J., Tian Z., Ouyang C., Han J., Zhang W.* // Adv. Photon. 2020. V. 2. P. 1.
<https://doi.org/10.1117/1.AP.2.1.014001>
11. *Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J., Bell S.E., Bell R.R., Alexander R.W., Ward C.A.* // Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 1099.
<https://doi.org/10.1364/AO.22.001099>
12. *Pandey S., Liu S., Gupta B., Nahata* // Photon. Res. 2013. V. 1. P. 148.
<https://doi.org/10.1364/PRJ.1.000148>
13. *Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G., Azarov I.A., Kotelnikov I.A.* // Appl. Sci. 2023. V. 13. P. 7898.
<https://doi.org/10.3390/app13137898>
14. *Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Nikitin A.K., Zhizhin G.N.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. 171912.
<https://doi.org/10.1063/1.3584130>
15. *Auston D.H., Cheung K.P.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1985. V. 2. P. 606.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.2.000606>
16. *Zhou D., Parrott E.P.J., Paul D.J., Zeitler J.A.* // J. Appl. Phys. 2008. 104. 053110.
<https://doi.org/10.1063/1.2970161>
17. *Han P.Y., Tani M., Usami M., Kono S., Kersting R., Zhang X.-C.* // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. P. 2357.
<https://doi.org/10.1063/1.1343522>
18. *Isaac T.H., Barnes W.L., Hendry E.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. 241115.
<https://doi.org/10.1063/1.3049350>
19. *Nazarov M.M., Shkurnov A.P., Garet F., Coutaz J.-L.* // IEEE Trans. THz Sci. Technol. 2015. V. 5. P. 680.
<https://doi.org/10.1109/TTTHZ.2015.2443562>
20. *Nikitin A.K., Khitrov O.V., Gerasimov V.V., Khasanov I.S., Ryzhova T.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1421. 012013.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1421/1/012013>
21. *Gerasimov V.V., Vanda V., Lemzyakov A., Ivanov A., Azarov I., Nikitin A.* // SPIE: Beijing, China, November 26. 2023. P. 11.
<https://doi.org/10.1117/12.2687247>
22. *Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G.* // Instrum. Exp. Tech. 2023. V. 66. P. 423.
<https://doi.org/10.1134/S0020441223030053>
23. *Mathar R.J.* // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2007. V. 9. P. 470.
<https://doi.org/10.1088/1464-4258/9/5/008>

24. *Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Lemzyakov A.G., Nikitin A.K., Zhizhin G.N.* // J. Opt. Soc. Am. B 2016. V. 33. P. 2196.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.33.002196>
25. *Jeon T.-I., Grischkowsky D.* // App. Phys. Lett. 2006. V. 88. 061113.
<https://doi.org/10.1063/1.2171488>
26. *Gong M., Jeon T.-I., Grischkowsky D.* // Opt. Express. 2009. V. 17. P. 17088.
<https://doi.org/10.1364/OE.17.017088>
27. *Герасимов В.В., Жижин Г.Н., Князев Б.А., Комельников И.А., Митина Н.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. С. 1333.
<https://doi.org/10.7868/S0367676513090147>
28. *Shevchenko O.A., Vinokurov N.A., Arbuzov V.S., Chernov K.N., Davidyuk I.V., Deichuly O.I., Dementyev E.N., Dovzhenko B.A., Getmanov Ya.V., Gorbachev Ya.I., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kondakov A.A., Kozak V.R., Kozyrev E.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 228.
29. *Koteles E.S., McNeill W.H.* // Int. J. Infrared Milli Waves. 1981. V. 2. P. 361.
<https://doi.org/10.1007/BF01007040>
30. *Knyazev B.A., Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Azarov I.A., Choporova Yu.Yu.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2019. V. 36. P. 1684.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.001684>
31. <https://www.tydexoptics.com/ru/>
32. *Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G., Azarov I.A.* // Photonics. 2023. V. 10. P. 917.
<https://doi.org/10.3390/photonics10080917>
33. *Knyazev B.A., Cherkassky V.S., Choporova Y.Yu., Gerasimov V.V., Vlasenko M.G., Dem'yanenko M.A., Esaev D.G.* // J. Infrared Milli. Terahz. Waves. 2011. V. 32. P. 1207.
<https://doi.org/10.1007/s10762-011-9773-x>
34. *Palik E.D.* Handbook of Optical Constants of Solids V. 1. Cambridge: Academic Press, 2016.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 535.51

ПОВОРОТ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ СЛОЖЕНИЕМ
ДВУХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН,
УПРАВЛЯЕМЫХ ЗВУКОМ

© 2025 г. В. М. Котов

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова
Российской академии наук
Россия, 141195, Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1
e-mail: vmk277@ire216.msk.su, vmk6054@mail.ru

Поступила в редакцию 01.07.2024 г.

После доработки 19.09.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Предложен метод управляемого поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения, основанный на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн, параметры которых управляются звуковой волной в процессе акустооптической (АО) брэгговской дифракции. Теоретически показано, что угол поворота поляризации зависит от эллиптичности лучей и не зависит от длины волны света. Максимальный поворот поляризации определяется эллиптичностью складываемых волн и может достигать примерно 45°. Эксперименты по управлению поворотом поляризации оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм, выполненные на основе АО-ячейки из кристалла парателлурида, подтвердили основные теоретические выводы.

DOI: 10.31857/S0032816225010123, EDN: GHMXCZ

1. ВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) ячейки позволяют управлять многими параметрами оптического излучения: его амплитудой, фазой, частотой, направлением распространения света и т. д. [1, 2]. В настоящее время разработка АО-ячеек развивается по двум направлениям — совершенствование старых, хорошо зарекомендовавших себя на практике АО-элементов, таких как дефлекторы [3–5], модуляторы [6] и т. д., и создание принципиально новых устройств, например сумматоров оптических лучей как с одинаковыми [7], так и с разными [8] динами волн, измерителей энергогеометрических параметров лазерного излучения [9], измерителей распределения температуры микрообъектов [10], АО-элементов управления одновременно многими лучами [11], АО-линий задержки для измерения характеристик внешних воздействий [12], фильтрации пространственных частот двухцветного излучения [13] и т. д.

Среди всех АО-устройств особое место занимают устройства, в которых используется дифракция двух собственных мод кристалла на одной акустической волне. К таким устройствам относятся АО-расщепители [14], АО-модуляторы излучения с произвольной поляризацией [15, 16], анализаторы изображений [17] и др.

В нашей работе описывается еще одно применение АО-дифракции двух собственных мод кристалла на одной акустической волне, которое позволяет осуществлять контролируемое вращение плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения посредством изменения частоты акустической волны. Эффект основан на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн, амплитуды и фазы которых контролируются частотой звуковой волны в процессе АО-взаимодействия. Это существенно расширяет круг задач, которые можно решать с привлечением АО-устройств. Подобные устройства востребованы, например, в лазерной доплеровской анемометрии, где

эффективность рассеяния света существенно зависит от поляризации [18], в различных интерферометрах для получения максимально контрастной картины интерференции [19], в лазерных гироскопах и т. п.

2. ТЕОРИЯ

Определим сначала условия, при которых сложение двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн приводит к формированию линейно-поляризованной волны. Пусть складываемые волны распространяются вдоль некоторого направления z , а проекции векторов электрической индукции \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 на направления x и y , ортогональные друг другу и ортогональные z , определяются соотношениями [20]

$$D_{x1} = a_1 \cos(\omega t + \delta_m), \quad D_{y1} = a_2 \sin(\omega t + \delta_m), \quad (1)$$

$$D_{x2} = b_1 \sin(\omega t), \quad D_{y2} = b_2 \cos(\omega t).$$

Здесь D_{x1} , D_{y1} и D_{x2} , D_{y2} – проекции векторов \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 на направления x и y ; a_1 , a_2 – амплитуды проекций первого эллипса; ω – циклическая частота, t – время; δ_m – разность фаз между колебаниями первого и второго эллипсов; b_1 , b_2 – амплитуды проекций второго эллипса. Полагается, что $a_2/a_1 = b_1/b_2 = \rho$, где ρ – эллиптичность складываемых волн. Проекция суммарной волны на направление x задается формулой

$$D_{x1} + D_{x2} = a_1 \cos(\omega t + \delta_m) + b_1 \sin(\omega t) = T_1 \cos(\omega t + \delta_1), \quad (2)$$

$$\text{где } T_1 = \sqrt{(a_1 \cos \delta_m)^2 + (-a_1 \sin \delta_m + b_1)^2}, \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{a_1 \sin \delta_m - b_1}{a_1 \cos \delta_m}. \quad (4)$$

Аналогично находится суммарная волна вдоль направления y :

$$D_{y1} + D_{y2} = a_2 \sin(\omega t + \delta_m) + b_2 \cos(\omega t) = T_2 \cos(\omega t + \delta_2). \quad (5)$$

$$\text{Здесь } T_2 = \sqrt{(a_2 \cos \delta_m)^2 + (a_2 \sin \delta_m + b_2)^2}, \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \delta_2 = -\frac{a_2 \cos \delta_m}{a_2 \sin \delta_m + b_2}. \quad (7)$$

Суммарный эллипс формируется как результат сложения двух гармонических колебаний, направленных по осям x и y . Полуоси a и b суммарного эллипса задаются формулами [20, 21]

$$a^2 = \frac{1}{2} \left(T_1^2 + T_2^2 + \sqrt{(T_1^2 + T_2^2) - 4T_1^2 T_2^2 \sin^2 \delta} \right), \quad (8)$$

$$b^2 = \frac{1}{2} \left(T_1^2 + T_2^2 - \sqrt{(T_1^2 + T_2^2) - 4T_1^2 T_2^2 \sin^2 \delta} \right). \quad (9)$$

Здесь a – большая полуось, b – малая полуось; $\delta = \delta_2 - \delta_1$. Угол ψ наклона большой полуоси связан с T_1 , T_2 и δ соотношением [20]

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{2T_1 T_2}{T_1^2 - T_2^2} \cos \delta. \quad (10)$$

Отметим, что в выражения (8)–(10) циклическая частота ω не входит. Значит, полуоси a , b и фаза δ не зависят в явном виде от длины волны света λ .

Условие линейности поляризации суммарного эллипса определяется как равенство нулю малой полуоси эллипса: $b = 0$. При этом наклон вектора поляризации будет равен углу ψ . Выражение (9) при $b = 0$, $T_1 \neq 0$, $T_2 \neq 0$ приводит к соотношению $\sin \delta = 0$, т. е. $\delta = n\pi$, где n – целое число. Отсюда следует, что $\operatorname{tg} \delta = 0$.

Используя соотношение $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} (\delta_2 - \delta_1) = (\operatorname{tg} \delta_2 - \operatorname{tg} \delta_1) / (1 + \operatorname{tg} \delta_2 \operatorname{tg} \delta_1)$, получаем $\operatorname{tg} \delta_2 = \operatorname{tg} \delta_1$.

Тогда из формул (4) и (7) вытекает следующее соотношение:

$$\frac{a_1 \sin \delta_m - b_1}{a_1 \cos \delta_m} = -\frac{a_2 \cos \delta_m}{a_2 \sin \delta_m + b_2}, \quad (11)$$

$$\text{откуда } \sin \delta_m = \frac{a_1 a_2 - b_1 b_2}{a_2 b_1 - a_1 b_2}. \quad (12)$$

Это уравнение определяет сдвиг фазы δ_m между складываемыми эллипсами в зависимости от амплитуд эллипсов a_1 , a_2 , b_1 , b_2 при условии, что суммарное излучение будет линейно-поляризованным.

Для практического применения полученных результатов свяжем амплитуды a_1 , a_2 , b_1 , b_2 дополнительными условиями. Положим, что амплитуда одного из эллипсов увеличивается, а другого – уменьшается, но таким образом, что суммарная интенсивность лучей остается неизменной. Для этого зададим амплитуды в следующем виде:

$$a_1 = A \sqrt{0.5(1+P)}, \quad a_2 = \rho A \sqrt{0.5(1+P)}, \\ b_1 = \rho A \sqrt{0.5(1-P)}, \quad b_2 = A \sqrt{0.5(1-P)}. \quad (13)$$

Здесь A – эффективная амплитуда лучей, ρ – эллиптичность, P – параметр, определяющий соотношение амплитуд. Полагается, что все параметры – положительные, при этом $\rho \leq 1$. При выборе амплитуд в форме (13) суммарная интенсивность складываемых лучей будет одной

и той же при любых значениях P , а именно она будет задаваться соотношением

$$a_1^2 + a_2^2 + b_1^2 + b_2^2 = A^2 (1 + \rho^2).$$

После подстановки выражений (13) в формулу (12) получим

$$\sin \delta_m = -\frac{2\rho P}{(1-\rho^2)\sqrt{1-P^2}}. \quad (14)$$

На рис. 1 приведены зависимости изменения фазы δ_m от параметра P для разных величин ρ , равных 0.9, 0.8, 0.7, 0.6 и 0.5 (кривые 1–5 соответственно). Видно, что по мере уменьшения ρ наклон зависимостей δ_m от P становится менее крутым. Анализ показывает, что параметр P , увеличиваясь от нуля, не может превышать примерно $(1 - \rho)$. В противном случае $\sin \delta_m \geq 1$.

На рис. 2 приведены зависимости угла ψ наклона плоскости поляризации, вычисленные согласно формуле (10) при условии $\delta = 0$ и при выполнении соотношений (13), которые используются для вычисления T_1 и T_2 согласно выражениям (3) и (6). Здесь кривые 1–5 соответствуют тем же эллиптичностям, что и кривые на рис. 1. Видно, что здесь также наклон кривых уменьшается с уменьшением эллиптичности. Диапазон

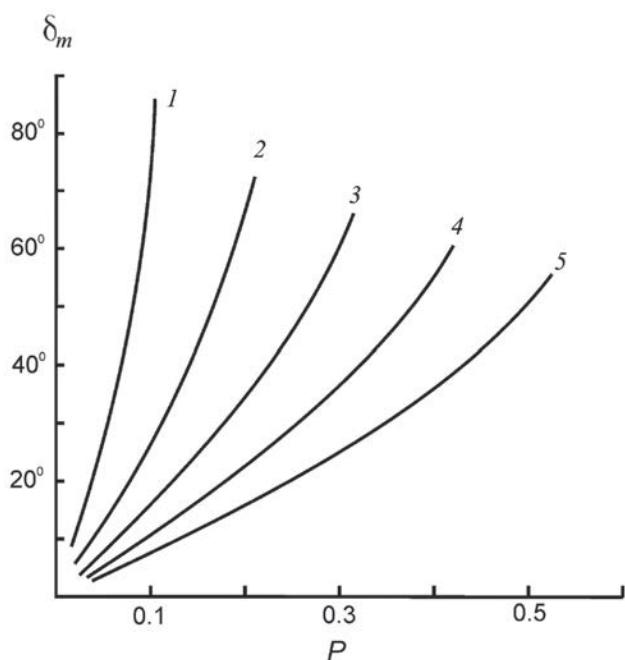


Рис. 1. Зависимость изменения фазы δ_m от параметра P для величин эллиптичности 0.9, 0.8, 0.7, 0.6, 0.5, соответствующим кривым 1–5.

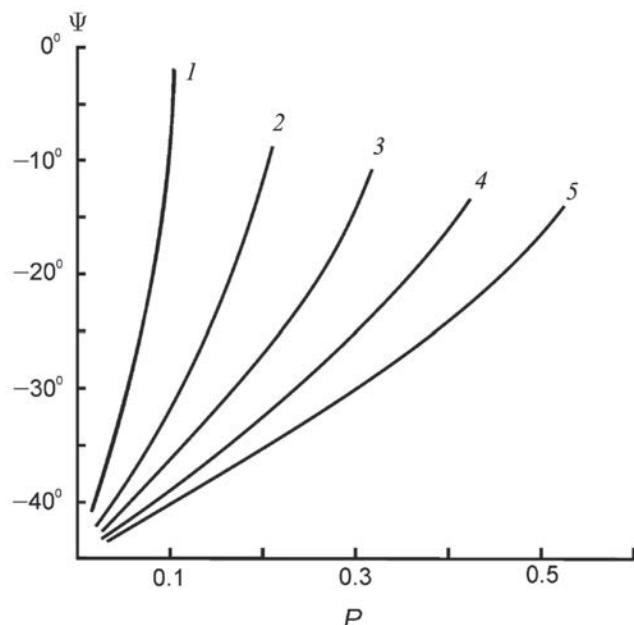


Рис. 2. Зависимость угла поворота ψ суммарного вектора поляризации от параметра P . Кривые 1–5 соответствуют тем же эллиптичностям, что и кривые на рис. 1.

изменения угла ψ равен примерно 45° при $\rho = 0.9$ и примерно 30° при $\rho = 0.5$.

Изменение амплитуд эллиптически поляризованных волн и изменение фазы между волнами можно осуществлять посредством брэгговской АО-дифракции.

На рис. 3 приведена векторная диаграмма АО-дифракции, которая предлагается для выполнения такой задачи. Предполагается, что дифракция происходит в одноосном гиротропном кристалле TeO_2 . Поверхности волновых векторов “необыкновенного” и “обыкновенного” лучей обозначены цифрами 1 и 2.

На рисунке направление z совпадает с оптической осью кристалла, а x – направление, ортогональное оптической оси. Оптическая грань S , на которую падает исходное оптическое излучение с волновым вектором \mathbf{K} , ориентирована под углом α к оси x . Излучение распадается в кристалле на две собственных эллиптически поляризованных волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 , принадлежащие волновым поверхностям 1 и 2 соответственно.

В кристалле распространяется поперечная акустическая волна с волновым вектором \mathbf{q} , ориентированным под углом β к направлению x . Отметим, что вектор \mathbf{q} направлен практически по касательной к волновой поверхности 2, что

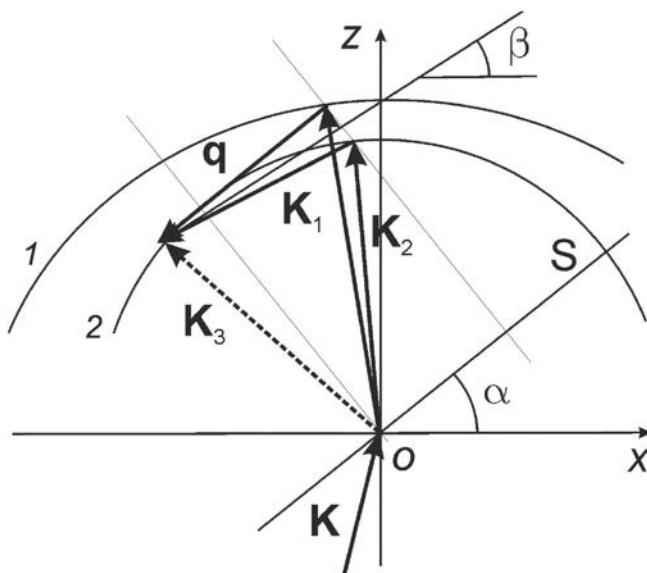


Рис. 3. Векторная диаграмма АО-дифракции в однородном гиротропном кристалле.

обеспечивает наименьшее отклонение конца волнового вектора \mathbf{q} от волновой поверхности 2 при существенном изменении длины вектора \mathbf{q} (режим, аналогичный режиму работы АО-дефлектора [2]). Этот момент особенно важен, поскольку предполагается управление параметрами оптических волн в широких пределах изменения частоты звука.

Для анализа эффекта поворота поляризации положим, что поляризация падающей волны \mathbf{K} совпадает с поляризацией волны \mathbf{K}_1 , т. е. все излучение внутри кристалла сконцентрировано в волне \mathbf{K}_1 . Эта волна в результате анизотропной АО-дифракции на акустической волне \mathbf{q} дифрагирует в направлении волны \mathbf{K}_3 , принадлежащей поверхности 2. В режиме перемодуляции все излучение, содержащееся в волне \mathbf{K}_3 , вновь возвращается в волну \mathbf{K}_1 , но часть излучения дифрагирует в волну \mathbf{K}_2 как результат изотропной дифракции.

Дифракция в два близко расположенных порядка возможна, она осуществляется на "боковых" лепестках излучения акустического преобразователя [22]. Таким образом, в результате "обратной" дифракции формируются две собственные эллиптически поляризованные волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 , амплитуды которых меняются в зависимости от условий дифракции. Другими словами, происходит управляемая "перекачка" энергии из волны \mathbf{K}_1 в \mathbf{K}_2 .

Отметим, что в данном случае изотропная дифракция рассматривается как важная составляющая формирования выходного оптического излучения. Эффективность изотропной дифракции в TeO_2 на "медленной" акустической волне, наблюдавшейся в экспериментах, достаточно высока. Она всего в два раза меньше эффективности анизотропной дифракции [2]. Этого вполне достаточно, чтобы в нашем случае сформировать собственные волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 с соизмеримыми амплитудами.

Сдвиг фаз между собственными волнами обусловлен природой АО-взаимодействия. В работах [23, 24] теоретически и экспериментально исследован фазовый сдвиг, вызванный звуковой волной. Там показано, что сдвиг фазы излучения, участвующего в дифракции, может достигать примерно 360° относительно фазы излучения, не дифрагировавшего на акустической волне. Строго говоря, в пучках, участвующих в АО-дифракции, сдвиг фазы присутствует всегда. Это следует из того факта, что амплитуды всех порядков, формирующихся в процессе АО-взаимодействия, – комплексные, что означает наличие фазового сдвига.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эффект поворота плоскости поляризации оптического излучения наблюдался в экспериментах, в которых поворот поляризации осуществлялся с помощью АО-ячейки из TeO_2 . Источником оптического излучения являлся Не–Не-лазер, генерирующий свет на длине волны 0.63 мкм. Размеры кристалла, из которого была изготовлена АО-ячейка, равнялись $1.3 \times 1.0 \times 1.5 \text{ см}^3$ вдоль кристаллографических осей [110], [1\bar{1}0] и [001] соответственно, где [001] – оптическая ось кристалла z , [110] – направление x (рис. 3). Оптическая грань кристалла была "скошена" на угол $\alpha = 8.3^\circ$ относительно плоскости (001), акустическая грань – на угол $\beta = 3.7^\circ$ относительно плоскости (110). Акустическая волна генерировалась пьезопреобразователем, изготовленным из LiNbO_3 и приваренным к TeO_2 методом холодной сварки [25]. Размеры преобразователя $0.3 \times 0.3 \text{ см}^2$. Преобразователь генерировал поперечную акустическую волну в диапазоне частот 25–50 МГц. Скорость звука в кристалле равнялась $0.63 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

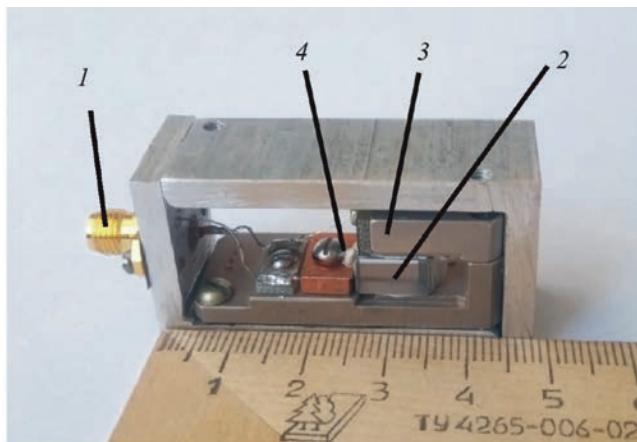


Рис. 4. Фотография экспериментальной АО-ячейки.

На рис. 4 приведена фотография изготовленной АО-ячейки. Здесь 1 – СВЧ-вход, по которому на ячейку подается высокочастотный электрический сигнал; 2 – кристалл парателлурита TeO_2 , являющийся основным элементом ячейки; 3 – держатель кристалла; 4 – теплоотвод, расположенный со стороны пьезопреобразователя. Он необходим для отвода тепла от ячейки, поскольку ячейка работает в режиме перемодуляции, т. е. при повышенной электрической мощности, приводящей к нагреву ячейки. В экспериментах напряжение электрического сигнала равнялось примерно 10 В, что соответствует примерно 1 Вт электрической мощности на нагрузке 50 Ом. Отметим, что теплоотвод обеспечивал стабильную работу ячейки в течение 2–3 часов.

Поворот плоскости поляризации осуществлялся путем изменения частоты сигнала, подаваемого на ячейку. Процесс измерения поворота плоскости поляризации заключался в следующем: изначально на АО-ячейку подавался сигнал частотой 36 МГц. При этом ячейка ориентировалась таким образом, чтобы на ее выходе формировалось излучение с максимально возможной интенсивностью и минимальной эллиптичностью. Эллиптичность излучения контролировалась поляризатором, расположенным на выходе ячейки. Интенсивность света измерялась фотоприемником, располагавшимся за поляризатором. При каждом значении частоты поляризатор ориентировался в положениях минимального и максимального пропускания света.

Угол поворота определялся по положению минимального пропускания поляризатора, поскольку угловая ориентация поляризатора

наиболее чувствительна к минимуму пропускания излучения. Эллиптичность волны определялась как отношение сигналов, измеренных в положениях минимального и максимального пропускания. Сигнал при максимальном пропускании равнялся примерно 600 мВ во всем диапазоне измерения частоты звука. В процессе измерений менялась только частота звука, при этом мощность генератора и ориентация АО-ячейки оставались неизменными.

На рис. 5 приведены экспериментальные результаты для угла поворота ψ поляризации, определяемые по минимуму сигнала, отображенные в виде кружков, объединенных интерполяционной кривой (сплошная линия, левая шкала ординат), в зависимости от частоты звука f . На том же рисунке приведены значения эллиптичностей лучей в виде треугольников (правая шкала ординат). Штриховая кривая – интерполяция полученных результатов. Видно, что зависимость угла ψ от f , вообще говоря, не является линейной. Этот результат вполне ожидаем, поскольку, как показано в работе [24], зависимость сдвига фазы оптического луча от частоты звука в процессе АО-взаимодействия нелинейная. На зависимости ψ от f можно выделить два участка с диапазонами частот 36–43 МГц и 45–50 МГц, на каждом из которых зависимости практически линейные. Их можно использовать на практике для линейного управления

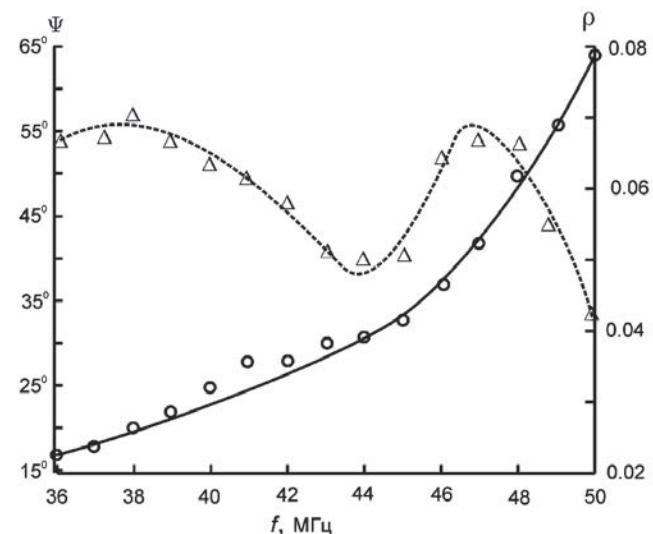


Рис. 5. Зависимость угла ψ поворота плоскости поляризации (сплошная кривая, левая шкала ординат) и эллиптичности ρ (штриховая кривая, правая шкала) от частоты f звуковой волны.

поворотом поляризации посредством изменения частоты звука. На рис. 5 видно, что эллиптичность выходных лучей не превышает значения 0.07. Это вполне приемлемо для многих задач, встречающихся на практике.

Необходимо добавить следующее: диапазон изменения угла ψ , полученный в результате теоретических расчетов, не превышает примерно 45° (см. рис. 2), в то время как аналогичный диапазон углов, полученный в экспериментах, достигает примерно 50° (рис. 5). Это несоответствие может быть объяснено тем, что при проведении экспериментов не выполнено условие строгой линейности выходной поляризации, а в области существования даже незначительной эллиптичности диапазон углов ψ может быть существенно превышен.

4. ВЫВОДЫ

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Предложен метод управляемого поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения, основанный на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн. Выявлено, что суммарное излучение будет линейно-поляризованным при выполнении условия (12).

2. Для управления амплитудами и фазами волн предложено использовать особенности брэгговской АО-дифракции – дифракцию на боковых “лепестках” излучения акустического преобразователя, а также сдвиг фаз оптических лучей, обусловленный природой АО-взаимодействия.

3. Эксперименты по управляемому изменению угла поворота плоскости поляризации оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм, выполненные на основе АО-ячейки из кристалла парателлурита, подтвердили основные теоретические выводы: получен поворот поляризации на угол около 50° при изменении частоты звука от 36 до 50 МГц. Эллиптичность выходного излучения не превысила величину 0.07.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания № 075-00395-25-00 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение М.: Сов. радио, 1978.
- Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
- Антонов С.Н. // ПТЭ. 2019. № 3. С. 89.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020174>
- Антонов С.Н. // ПТЭ. 2019. № 6. С. 82.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219060016>
- Антонов С.Н., Реззев Ю.Г. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 100.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040017>
- Антонов С.Н., Реззев Ю.Г. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 105.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221050025>
- Антонов С.Н. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 51.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221030162>
- Котов В.М. // ПТЭ. 2023. № 3. С. 61.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223020222>
- Гасанов А.Р., Гасанов Р.А., Ахмедов Р.А., Агаев Э.А. // ПТЭ. 2020. № 2. С. 109.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220020111>
- Мачихин А.С., Батшев В.И., Зинин П.В., Шурыгин А.В., Хохлов Д.Д., Пожар В.Э., Мартынов П.С., Быков А.А., Боритко С.В., Троян И.А., Казаков В.А. // ПТЭ. 2017. № 3. С. 100.
<https://doi.org/10.7868/S0032816217020100>
- Антонов С.Н., Реззев Ю.Г. // ПТЭ. 2020. № 6. С. 46.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050262>
- Гасанов А.Р., Гасанов Р.А. // ПТЭ. 2018. № 3. С. 54.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218030114>
- Котов В.М., Воронко А.И. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 54.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040212>
- Котов В.М. // Автометрия. 1992. № 3. С. 109.
- Антонов С.Н. // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 84.
<https://doi.org/10.1134/1.1809706>
- Волошинов В.Б., Молчанов В.Я., Бабкина Т.М. // ЖТФ. 2000. Т. 70. № 9. С. 93.
<https://doi.org/10.1134/1.1318107>
- Анчуткин В.С., Бельский А.Б., Волошинов В.Б., Юшков К.Б. // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 8. С. 29.
<https://doi.org/10.1364/JOT.76.000473>
- Ключков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник. Киев: Наукова думка, 1985.
- Коронкевич В.П., Ханов В.А. Современные лазерные интерферометры. Новосибирск: Наука, 1985.
- Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
- Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. М.: УРСС, 2004.

22. Котов В.М. //Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 5. С. 525.
<https://doi.org/10.7868/S0320791916040109>
23. Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф. // Радиотехника и Электроника. 1977. Т. 22. № 8. С. 1551.
24. Антонов С.Н., Проклов В.В. // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 2. С. 306.
25. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г. Теория и практика современной акустооптики. М.: Изд. дом МИСиС, 2015.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 550.388.2; 554.510.535

КОРРЕКЦИЯ НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА НА СТЕНДЕ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

© 2025 г. В. В. Лавринов^{a,*}, Л. В. Антошкин^a, Л. Н. Лаврина^a, А. А. Селин^a

^aИнститут оптики атмосферы им. В.Е. Зуева
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 634055, Томск, пл. Академика Зуева, 1

* e-mail: lvv@iao.ru

Поступила в редакцию 23.04.2024 г.

После доработки 11.06.2024 г.

Принята к публикации 28.06.2024 г.

Описаны принципы действия и практическая конструкция элементов созданного экспериментального стенда следящей адаптивной оптической системы для формирования и коррекции турбулентных искажений лазерного излучения. Стенд позволяет осуществлять эмуляцию атмосферной турбулентности с возможностью ее повторного воспроизведения для настройки адаптивной системы, корректировать искажения, обусловленные атмосферной турбулентностью, а также корректировать общие наклоны волнового фронта. Приведены результаты испытаний разработанного Tip-Tilt-зеркала в составе следящей адаптивной оптической системы.

DOI: 10.31857/S0032816225010136, EDN: GHORLP

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее распространенным и эффективным методом повышения качества принимаемого изображения в условиях влияния турбулентной атмосферы является стабилизация положения излучения в плоскости приемного устройства адаптивной системы. Стабилизация угловых смещений изображения осуществляется путем компенсации наклонов волнового фронта принимаемого излучения скоростным управляемым Tip-Tilt-зеркалом [1–3]. Для коррекции искажений, связанных с наличием aberrаций высоких порядков, используются деформируемые зеркала [4].

В ИОА СО РАН разработано Tip-Tilt-зеркало, предназначенное для управления углами наклонов излучения и стабилизации его изображения на входной апертуре оптической системы. Следящее устройство с замкнутым контуром управления общими наклонами волнового фронта состоит из скоростной видеокамеры и управляемого по углам Tip-Tilt-зеркала.

Tip-Tilt-зеркало включает в себя электронный блок управления, работающий с цифро-

выми и аналоговыми входными сигналами, и исполнительное устройство, созданное на основе пьезокерамических актуаторов и плоского зеркала. Оригинальные конструктивные решения исполнительного устройства обеспечивают сохранение плоскостности зеркала во всем диапазоне углов коррекции, а электронная система демпфирования подавляет вибрации зеркала при импульсном управляющем сигнале.

Системы адаптивной оптики с Tip-Tilt-зеркалом применяются в астрономических телескопах, наземных системах видения в турбулентной атмосфере и лазерных оптоэлектронных системах, функционирующих на атмосферных трассах.

Поскольку разработка адаптивной оптической системы является трудоемким и дорогим процессом, коллективом авторов статьи был разработан стенд адаптивной оптической системы для исследования коррекции турбулентных искажений лазерного излучения, позволяющий провести предварительные испытания техники, методов и алгоритмов управления адаптивной оптической системой.

2. ОПИСАНИЕ СТЕНДА СЛЕДЯЩЕЙ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Основными элементами корректирующего контура любой адаптивной оптической системы в большинстве случаев являются управляемое деформируемое зеркало, позволяющее корректировать форму волнового фронта, и датчик волнового фронта в качестве элемента, регистрирующего искажения волнового фронта, обусловленные турбулентной атмосферой. Электронная система управления замыкает обратную связь между датчиком волнового фронта и управляемым оптическим элементом.

Программно-аппаратный комплекс стенда (рис. 2) позволяет моделировать общие наклоны волнового фронта с задаваемыми параметрами с возможностью воспроизведения и повторения любого временного фрагмента смоделированной выборки атмосферной турбулентности. Набор управляющих сигналов для Tip-Tilt-зеркала и деформируемого зеркала может формироваться как с помощью численной модели датчика волнового фронта Шэка–Гартмана [7], так и ранее зафиксированными искажениями волнового фронта. Предусмотрена возможность использования стендса в реальном времени на атмосферной трассе в условиях реальной атмосферы.

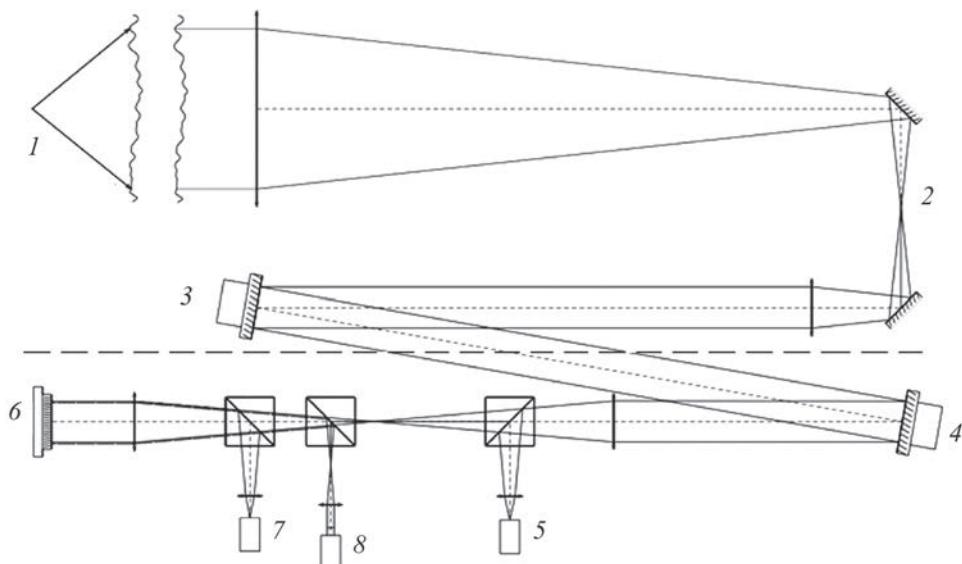


Рис. 1. Схема стендса следящей адаптивной оптической системы для исследования коррекции турбулентных искажений лазерного излучения: 1 – точечный источник или тестовое изображение, 2 – система поворотных зеркал, 3 – моделирующее Tip-Tilt-зеркало, 4 – корректирующее Tip-Tilt-зеркало, 5 – датчик наклонов волнового фронта, 6 – деформируемое зеркало, 7 – видеокамера, 8 – датчик волнового фронта.

На нашем стендсе (рис. 1) коррекция реализована с помощь двух независимых контуров. Первый контур реализует эмуляцию атмосферной турбулентности [5, 6] и состоит из Tip-Tilt-зеркала 3, формирующего наклоны волнового фронта, и Tip-Tilt-зеркала 4, корректирующего наклоны. Tip-Tilt-зеркало 4 используется для коррекции наклонов волнового фронта излучения с частотой 1 кГц. Второй контур, построенный на основе датчика волнового фронта Шэка–Гартмана и биморфного деформируемого зеркала, используется для коррекции aberrаций волнового фронта, начиная с aberrаций второго порядка и работающего на частоте до 300 Гц.

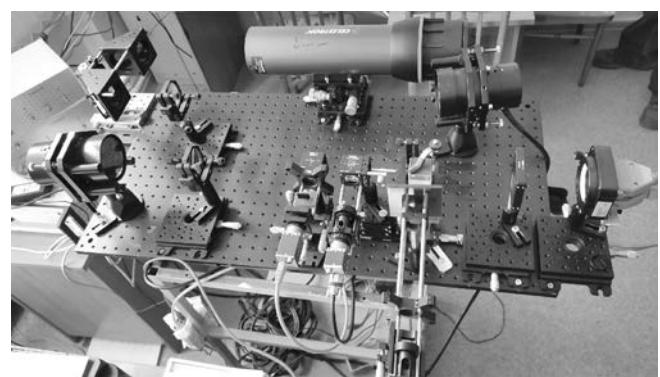


Рис. 2. Внешний вид стендса адаптивной оптической системы.

Стенд обеспечивает проведение измерений в нескольких режимах: по изображению с использованием корреляционного алгоритма работы датчика волнового фронта Шэка–Гартмана [8]; по энергетическим центрам тяжести гартмограммы [9] и по энергетическому центру тяжести всего пучка [10].

3. ПРИНЦИПЫ КОНСТРУКЦИИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ TIP–TILT-ЗЕРКАЛА

Специфика работы современных адаптивных оптических систем с фазовыми измерениями волнового фронта [11] требует от Tip–Tilt-зеркала повышенной точности передачи отраженного волнового фронта, падающего на зеркало; сохранения плоскостности поверхности зеркала во всем диапазоне рабочих углов; увеличения рабочей частоты поворота зеркала; повышенной точности и стабильности. В моделях серии ДП реализованы конструктивные решения, которые удовлетворяют указанным требованиям. Устройство защищено двумя патентами РФ [12, 13].

Tip–Tilt-зеркало содержит электронный блок управления, работающий с цифровыми и аналоговыми входными сигналами, что расширяет возможности его применения. Исполнительное устройство на основе плоского зеркала, установленного на пьезокерамических актиоаторах, представлено на рис. 3.

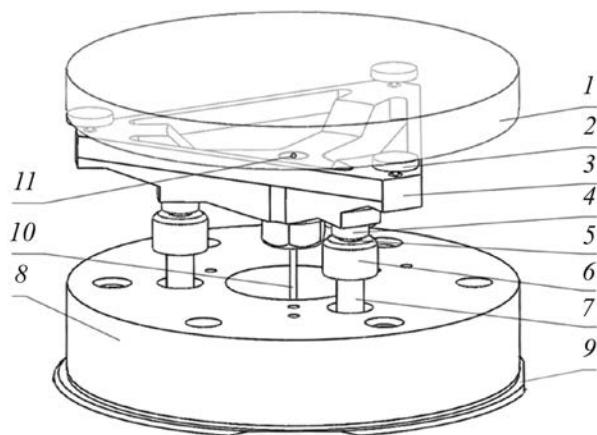


Рис. 3. Конструкция оптической головки дефлектора ДП-04: 1 – зеркало, 2 – опора, 3 – подвижная платформа, 4 – гнезда на подвижной опоре, 5 – стальные шарики, помещенные в гнезда, 6 – фланцы, взаимодействующие с шариками, 7 – пьезоактиоаторы, 8 – обойма для крепления зеркала, 9 – основание обоймы, 10 – струна, закрепляющая зеркало к обойме, 11 – точка крепления струны на зеркале, относительно которой проходит поворот платформы.

В оптическую головку входят плоское зеркало 1, которое приклеено к опорам 2, зафиксированным на подвижной платформе 3. Платформа совершает движение на стальных шариках 5, помещенных в гнезда 4 фланцев 6, надетых на пьезоактиоаторы 7. Вся оптическая головка фиксируется натяжением струны 10, закрепленной в центральной точке 11 подвижной платформы 3. Поворот платформы происходит относительно основания 9 с обоймой 8.

Управляющие сигналы после формированияцифроаналоговым преобразователем (ЦАП) в аналоговом виде имеют ступенчатую форму с широким частотным спектром. При каждом ступенчатом изменении управляющего напряжения на выходах усилителей происходит линейная деформация пьезокерамических актиоаторов, что вызывает повороты установленного на них зеркала 1. Оно поворачивается вокруг центральной точки 11 с колебаниями на частоте своего механического резонанса.

Время успокоения и амплитуда возникающих колебаний зеркала 1 (рис. 3) зависят от механических характеристик Tip–Tilt-зеркала. Двухканальный блок электронного демпфирования (демпфер) предназначен для предотвращения возникновения колебаний зеркала 1 (рис. 3) при ступенчатом изменении управляющих сигналов с ЦАП.

На рис. 4 представлена схема блока управления пьезокерамическим приводом.

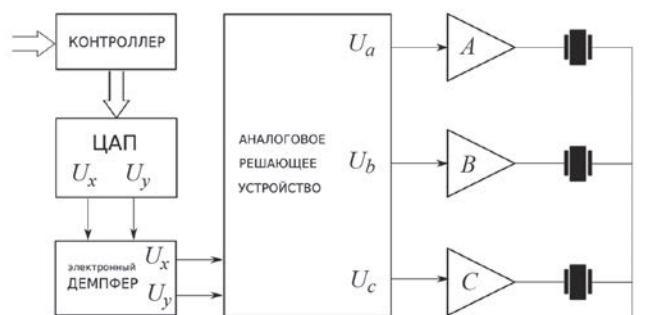


Рис. 4. Схема блока управления пьезокерамическим приводом с электронным демпфером.

Работа блока электронного демпфера при ступенчатом сигнале управления отражена на временной диаграмме (рис. 5а). На рис. 5б приведены результаты измерения углов поворота Tip–Tilt-зеркала на оптическом тракте при минимальных сигналах управления.

Конструктивные решения блока управления и исполнительного устройства (рис. 6) позволяют

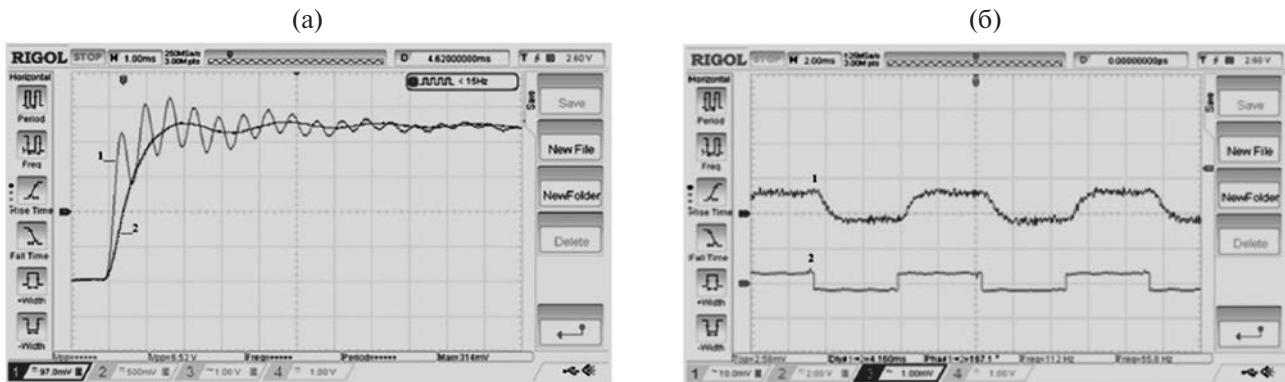


Рис. 5. а – Осциллография колебаний плоского зеркала 1 (см. рис. 3) при подаче ступенчатого управляющего сигнала: кривая 1 – без демпфирования, 2 – демпфер включен; **б –** осциллография минимального угла наклона 0.05° оптического пучка (кривая 1), входящий сигнал управления (кривая 2).



Рис. 6. Внешний вид двухкоординатного оптического дефлектора ДП-04.

сохранять плоскостность зеркала 1 (рис. 3) во всем диапазоне корректируемых углов наклона волнового фронта, что необходимо для фазовых измерений.

Технические характеристики Tip-Tilt-зеркала ДП-04: диаметр зеркала корректора 76 мм, угол поворота зеркала $\pm 115''$, разрешающая способность по углу 0.05'', максимальная частота управления 1000 Гц, время установления зеркала не более 1 мс, резонансная частота зеркала 1500 Гц, величина гистерезиса не более 4%.

Области применения Tip-Tilt-зеркал серии ДП следующие: адаптивные оптические системы в астрономии, системы видения в турбулентной атмосфере, управление лазерным лучом в оптических системах.

Для расширения сферы применения и повышения точности настройки в оптических схемах Tip-Tilt-зеркало имеет встроенный узел двухко-

ординатной механической высокоточной юстировки по углу наклона с помощью микровинтов.

Tip-Tilt-зеркало ДП-04 максимально адаптировано для работы на экспериментальных исследовательских стендах с целью создания, тестирования алгоритмов и программного обеспечения, например для тестирования алгоритмов, эмулирующих атмосферную турбулентность.

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ КОРРЕКЦИИ ОБЩИХ УГЛОВ НАКОНА ВОЛНОВОГО ФРОНТА TIP-TILT-ЗЕРКАЛОМ

Чтобы оценить эффективность стабилизации оптического излучения Tip-Tilt-зеркалом, достаточно оценить остаточные ошибки в результате коррекции наклонов, полученных на основе моделирования дрожания изображения оптического излучения в фокальной плоскости системы.

Для модели дрожания оптического пучка на входной апертуре системы использовались общие наклоны волнового фронта, рассчитанные на основе численной модели турбулентности [10], иллюстрируемые общими наклонами случайного фазового экрана в виде профилей Phase, соответствующих данным из строки в двумерном массиве чисел фазового распределения (рис. 7а).

Расчет сигнала отработки Tip-Tilt-зеркалам 4 (см. рис. 1) выполнен при различных значениях поперечной составляющей скорости ветра V_x , которая задавалась варьированием времени между анализируемыми кадрами.

Из рис. 7б следует, что среднеквадратичная ошибка не превышает 2%, другими словами, значения моделируемых наклонов волнового

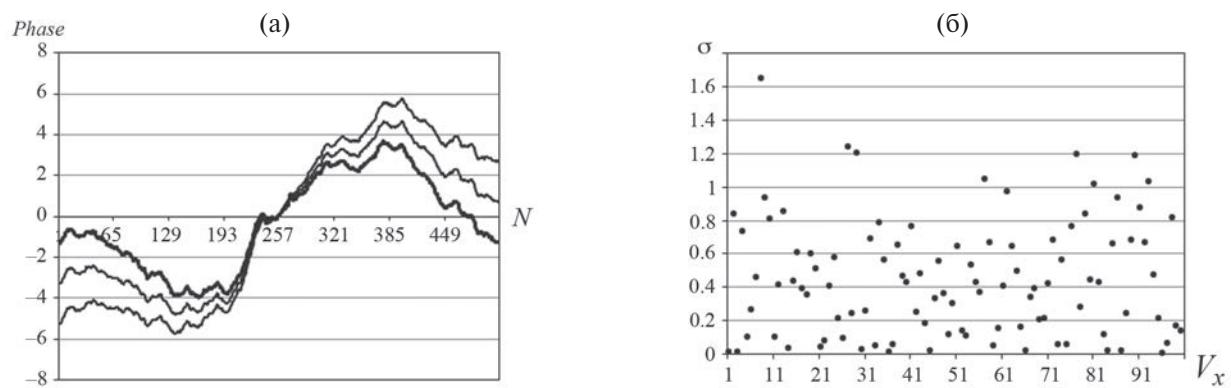


Рис. 7. а – Профиль волнового фронта: кривая 1 соответствует фазовому распределению без общего наклона, 2 – с наклоном $0.32''$, 3 – с наклоном $0.64''$; б – среднеквадратичная ошибка между значениями общего наклона волнового фронта, моделируемого Tip-Tilt-зеркалом 3, и значениями корректирующего Tip-Tilt-зеркала 4.

фрона случайного фазового экрана, движущегося под действием ветрового переноса в плоскости входной апертуры системы [10], практически совпадают со значениями углов наклона, представляющих управляющие сигналы для корректирующего Tip-Tilt-зеркала 4 (рис. 1).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современная адаптивная оптическая система представляет сегодня двухзеркальную систему адаптивной оптики [2, 3], которая включает в себя стабилизирующий оптическое излучение контур коррекции наклонов [14, 15].

Чтобы оценить эффективность стабилизации оптического излучения корректором наклонов волнового фронта достаточно оценить остаточные ошибки в результате коррекции наклонов, полученных на основе эмуляции атмосферной турбулентности, моделирующей дрожание изображения оптического излучения в фокальной плоскости системы. Эмуляция атмосферной турбулентности представляет многократно повторяющий неоднородности светового поля инструмент для тестирования оптических элементов. Неоднородности светового поля могут быть смоделированы на основе численной модели турбулентности, а также представлять предварительно измеренные на атмосферной трассе [16] значения.

Новизна проведенных научных исследований подтверждена полученными Патентами РФ на техническую реализацию Tip-Tilt-зеркала и блока эмуляции турбулентной атмосферы в контуре следящей адаптивной оптической системы [14–16].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шанин О.И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная адаптивная оптика. М.: Техносфера, 2013.
- Боршевников А.Н., Дементьев Д.А., Леонов Е.В., Ляхов Д.М., Сохарева Г.Н., Черных А.В., Шанин Ю.И., Шипалкин В.И. // Автометрия. 2018. Т. 54. № 3. С. 119.
<https://doi.org/10.15372/AUT20180315>
- Бокало С.Ю., Бокашов И.М., Ляхов Д.М., Пикулев С.В., Черных А.В. // Автометрия. 2018. Т. 54. № 1. С. 54.
<https://doi.org/10.15372/AUT20180108>
- Топоровский В.В., Кудряшов А.В., Самаркин В.В., Рукосуев А.Л., Никитин А.Н., Шелдакова Ю.В., Отрубянникова О.В. // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. № 6. С. 584.
<https://doi.org/10.15372/AOO20200903>
- Ягнятинский Д.А., Федосеев В.Н. // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. № 3. С. 220.
<https://doi.org/10.15372/AOO20200312>
- Benton D.M., Ellis A.D., Li Y., Hu Z. // Eng. Res. Exp. 2022. V. 4. № 4. 045004.
<https://doi.org/10.1088/2631-8695/ac7d49>
- Voelz D., Wijerathna E., Muschinski A., Xiao X. // Opt. Eng. 2018. V. 57. № 10. 104102.
<https://doi.org/10.1117/1.OE.57.10.104102>

8. Гладких В.А., Невзорова И.В., Одинцов С.Л. // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 3. С. 212.
<https://doi.org/10.15372/AOO20190307>
9. Волков М.В., Богачев В.А., Стариков Ф.А., Шнягин Р.А. // Оптика атмосферы и океана. 2021. Т. 34. № 7. С. 547.
<https://doi.org/10.15372/AOO20210710>
10. Goleneva N.V., Lavrinov V.V., Lavrinova L.N. // Proceedings of SPIE. 2014. V. 9292. 92921P.
<https://doi.org/10.1117/12.2075002>
11. Lardière O., Conan R., Clare R., Bradley C., Hubin N. // Applied Optics. 2010. V. 49. № 31. P. G78.
<https://doi.org/10.1117/12.857742>
12. Ягнятинский Д.А., Ляхов Д.М., Борщевников А.Н., Федосеев В.Н. // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 11. С. 949.
<https://doi.org/10.15372/AOO20161108>
13. Дяченко И.В., Захаров Н.С. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 11. С. 1465.
14. Антошкин Л.В., Борзилов А.Г. Описание полезной модели к патенту № 181 166 РФ // Опубл. 05.07.2018. Бюл. № 19.
15. Антошкин Л.В., Борзилов А.Г. Патент на изобретение № 2 695 281 РФ // Опубл. 22.07.2019. Бюл. № 1.
16. Антошкин Л.В., Лавринова Л.Н., Лавринов В.В., Селин А.А., Борзилов А.Г. Описание изобретения к патенту № 2788312 РФ // Опубл. 17.01.2023. Бюл. № 2.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.373.8

3D-ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЦЕЛЬНОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДНОГО СО₂-ЛАЗЕРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ВЧ-ВОЗБУЖДЕНИЕМ

© 2025 г. В. А. Степанов^{a,*}, Е. Н. Моос^a, Р. С. Румянцев^a, А. И. Кудюкин^a,
К. И. Бобровский^b, А. Я. Паюров^c

^aРязанский государственный университет имени С.А. Есенина
Россия, 390000, Рязань, ул. Свободы, 46

^bООО “Вакуумные технологии”
Россия, 390000, Рязань, просп. Яблочкина, 5Б, лит. В

^cАО “Плазма”
Россия, 390023, Рязань, ул. Циолковского, 24

* e-mail: vl.stepanov@365.rsu.edu.ru

Поступила в редакцию 13.02.2024 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 29.11.2024 г.

Работа посвящена 3D-проектированию находящегося на стадии разработки нового прибора – цельнометаллического волноводного СО₂-лазера (элементов и всего прибора) с использованием отечественных прецизионных алюминиевых профилей. Показан 3D-вид отдельных узлов и всего лазера. Описываются схемы воздушного и водяного охлаждения, технология сборки и герметизации СО₂-лазера с помощью лазерной (плазменной) сварки и kleевых соединений, обеспечивающих высокое качество и надежность прибора.

DOI: 10.31857/S0032816225010148, EDN: GHQCUQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Газоразрядные СО₂-лазеры являются одним из наиболее представительных классов лазеров. Высокий КПД, диапазон мощности, высокая монохроматичность излучения обеспечивают локальность их воздействия. Одновременно важна способность СО₂-лазеров работать в импульсном, импульсно-периодическом и непрерывном режимах генерации. Данные приборы незаменимы в физических исследованиях и в технологии обработки материалов [1, 2].

Постоянное расширение областей применения и конкурентная борьба заставляют специалистов ведущих фирм разрабатывать новые и непрерывно совершенствовать уже созданные образцы. В результате на рынке промышленных изделий лидирующее место сегодня заняли компактные цельнометаллические приборы. Особенno выделяется волноводный вариант с поперечным высокочастотным возбуждением.

В конструкциях этих лазеров применяются прецизионный прокат алюминиевых сплавов, современные методы формообразования и прогрессивные технологии высокогерметичных соединений [3–5].

Актуальность работы обусловлена широкими исследованиями цельнометаллического волноводного СО₂-лазера. Его конструкция построена на основе отечественных прецизионных алюминиевых профилей и 3D-методов проектирования [6, 7].

2. 3D-ПРОЕКТИРОВАНИЕ УЗЛОВ И КОНСТРУКЦИИ ЦЕЛЬНОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДНОГО СО₂-ЛАЗЕРА

3D-моделирование – это процесс создания трехмерной модели объекта и разработка визуального объемного образа желаемого объекта. С помощью трехмерной графики можно создать

точную копию конкретного предмета и разработать новую, зачастую сложную представимую конструкцию.

Главное достоинство и преимущество 3D-моделирования – наглядность и возможность одновременного параллельного проектирования. При этом обеспечено автоматическое согласование вносимых изменений, доработок как узлов, так и всего устройства. Кроме того, появилась возможность расчета тепловых и прочностных эксплуатационных характеристик на всех этапах разработки и изготовления устройства. Современные технологические обрабатывающие центры, станки с числовым программным управлением позволяют значительно сократить время изготовления изделия и временной интервал от идеи до выпуска готовой продукции.

Разработка конструкции осуществлялась в программной среде КОМПАС-15.

На рис. 1 представлен вариант Z-образной разрядной структуры, образованной двумя швеллерами-электродами из алюминиевого сплава АД31Т. Волноводный Z-образный канал получается фрезерованием соответствующих полуцилиндрических пазов на внешней поверхности данных швеллеров и последующей симметричной сборкой. Диаметр канала равен примерно 3 мм. Для уменьшения волноводных потерь на рабочих длинах волн СО₂-лазера поверхность электродов покрывается оксидом алюминия (α -Al₂O₃).

Канал такой формы позволяет уменьшить габариты при тех же мощностях излучения лазера на единицу длины. При этом, однако, в конструкции необходимы дополнительные поворотные зеркала с регулировкой их положения.

Горение разряда в рабочем канале требует исключения его развития в нерабочем зазоре

между электродами. Условие этого таково: величина межэлектродного промежутка (примерно 0.5 мм), значительно меньшая диаметра рабочего канала (около 3 мм). При рабочем давлении газовой смеси в рабочем канале разряд в зазорах менее 0.5 мм невозможен из-за медленного формирования необходимых для этого приэлектродных слоев. Величина зазора и его регулировка обеспечиваются установкой на торцах и в середине разрядной структуры дополнительных керамических фиксаторов.

На внешней поверхности электродов фрезерованием выполнены пазы глубиной примерно 0.5 мм. В них помещают керамические алюминий-нитридные (AlN) пластины толщиной 1 мм для изолирования корпуса и разрядной структуры. Во внутренней полости каждого из швеллеров-электродов устанавливаются согласующие катушки индуктивности из медной проволоки диаметром 1.5 мм (23 штуки). Дополнительная фиксация электродов и увеличение общей жесткости разрядного блока (блока арматуры) обеспечиваются стяжками. В середине внешней поверхности электродов есть два резьбовых отверстия M4 для токовводов, подводящих высокочастотную мощность. Электроды соединяются шпильками, добавляются керамические шайбы и фиксатор регулятора межэлектродного зазора.

Достоинство данной конструкции излучателя в применении профилей из алюминиевых сплавов. Выбранное симметричное поперечное сечение корпуса лазера обеспечивает устойчивость к внешним воздействиям. Компактность лазера в целом и надежность его возбуждения в возможности совмещения источника ВЧ-возбуждения и излучателя. При сборке конструкции необходим тщательный контроль герметичности соединения узлов. Следует учитывать, что устройство может работать при повышенных температурных

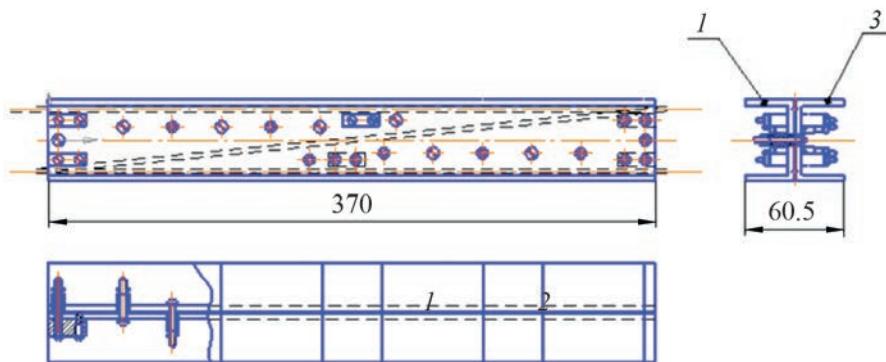


Рис. 1. Вариант Z-образной разрядной структуры.

режимах, особенно при воздушном охлаждении. Это требуется при создании радиаторов. Необходимая степень изоляции обеспечивается уменьшением нерабочих зазоров, в которых затруднено возникновение разряда, а также алундированием (оксидированием) контактирующих поверхностей и тонких керамических шайб.

Охлаждение осуществляется двумя алюминиевыми радиаторами-пластинами с каналами для прохождения воды (рис. 2).

Радиаторы имеют симметричную форму. Каналы для протекания охлаждающей жидкостью также симметричны. Изгибы каналов способствуют возникновению турбулентного режима протекания жидкости и эффективности теплоотвода (рис. 3).

Юстировочные фланцы представляют собой две пластины с отверстиями под зеркала, штепсели для откачки и крепеж (рис. 4). Фланцы из

сплава АД31Т имеют форму параллелепипеда и обладают большой жесткостью на изгибы и большой механической прочностью.

ВЧ-драйвер представляет собой автогенератор на четырех транзисторах (рис. 5) с nominalной частотой 81.36 МГц. Он осуществляет ВЧ-накачку активной среды лазера. В качестве силовых высокочастотных транзисторов использовались MOSFET-транзисторы MRF150 с рабочим диапазоном частот 30–150 МГц, токовой нагрузкой 16 А, максимальной выходной мощностью до 150 Вт. Автогенератор имеет симметричный выход и подключен к двум тоководам излучателя. Регулировка средней мощности накачки осуществляется с помощью широтно-импульсного модулятора (ШИМ) питания силовых транзисторов (см. рис. 5).

Разрядная структура-волновод помещается внутрь бокса. В пазы разрядной структуры устанавливаются AlN (алюминитридные) изоляторы.

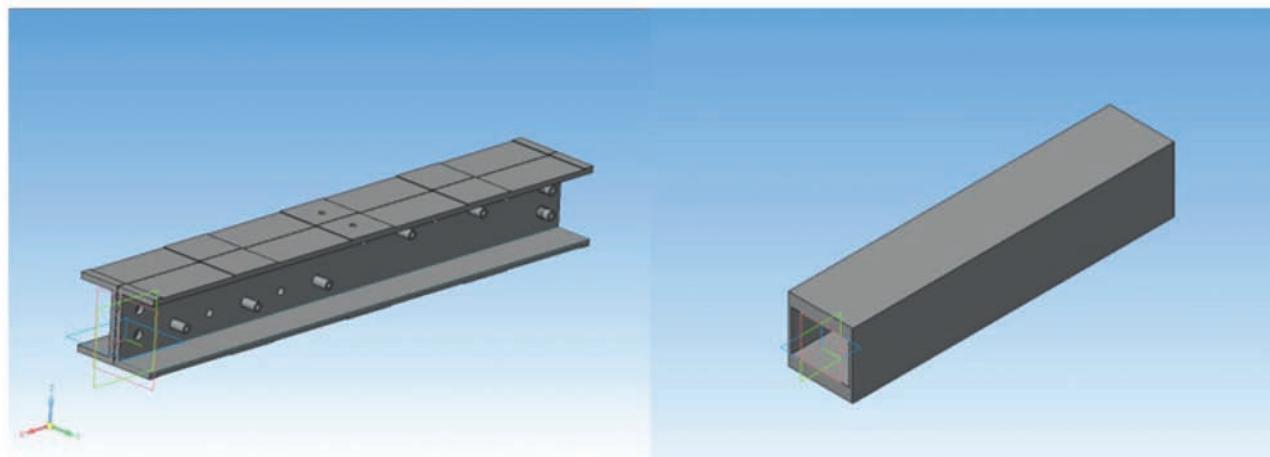


Рис. 2. Собранная разрядная структура 3D и корпус (бокс).

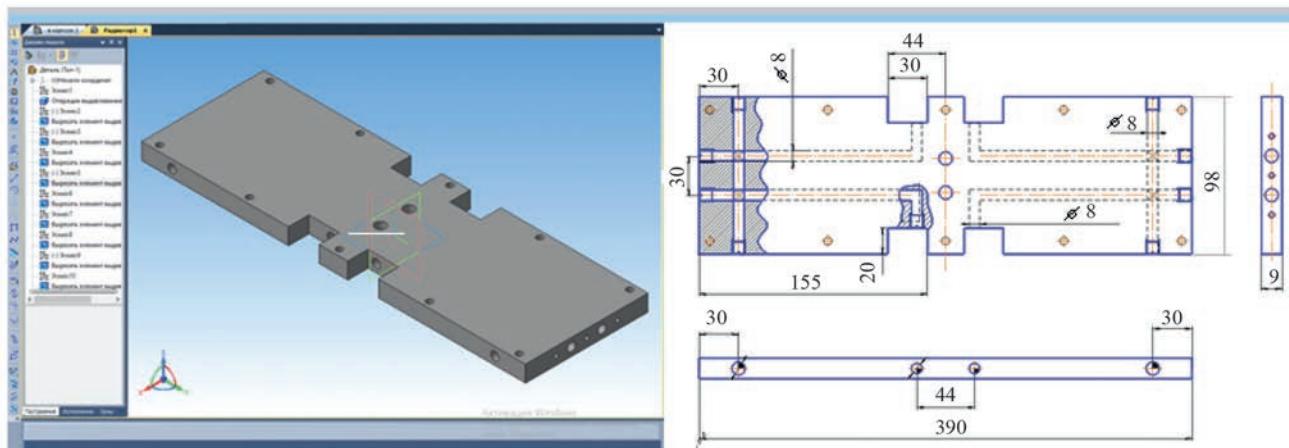


Рис. 3. 3D-модель и 2D-чертеж жидкостного радиатора.

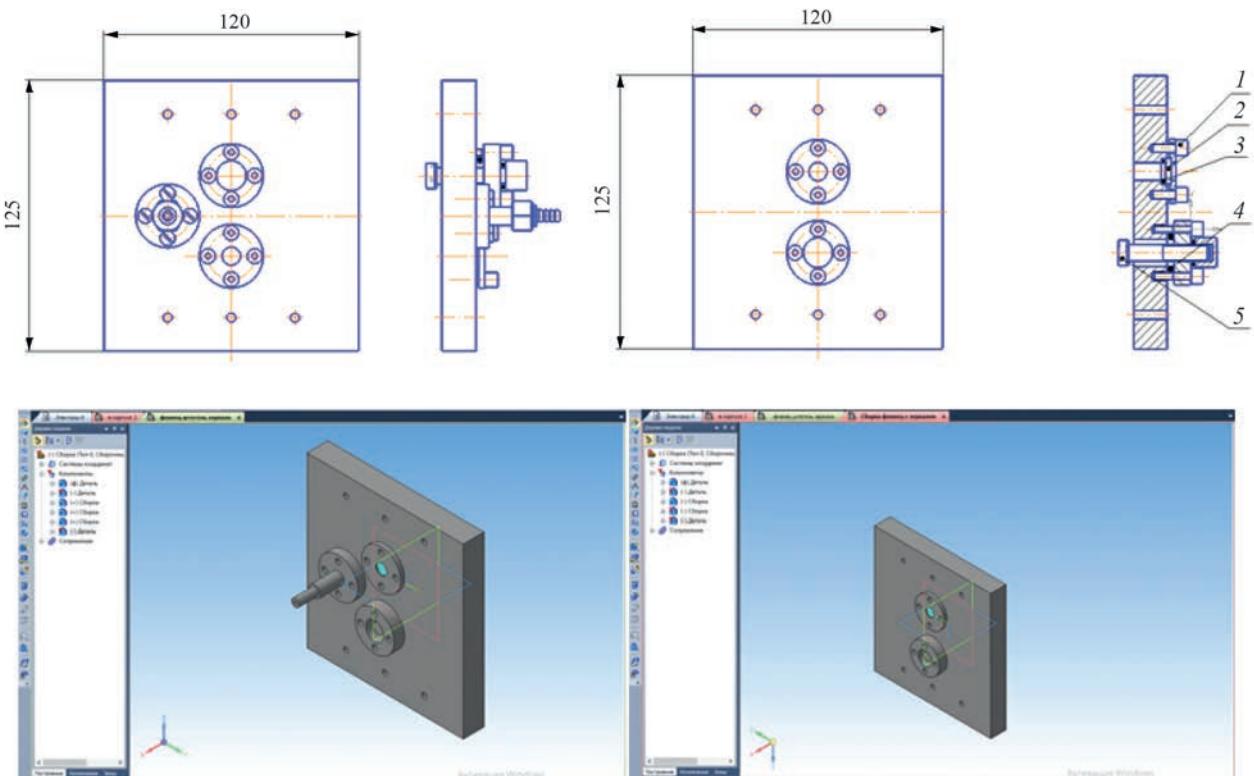


Рис. 4. Фланцы с узлами юстировки (2D- и 3D-изображения) силовых транзисторов.

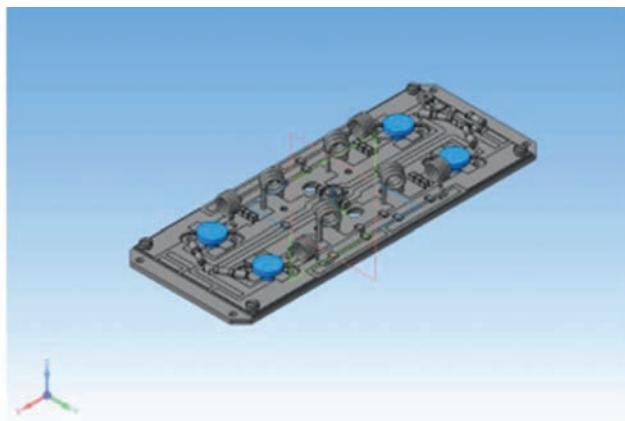


Рис. 5. 3D-модель высокочастотного драйвера.

Они являются электрическими развязками разрядной структуры и бокса (рис. 6).

Бокс и пластины-радиаторы соединены шпильками M6 с жесткой фиксацией положения разрядной структуры внутри бокса. Винтами M5 соединены фланцы, собранные с узлами юстировки, зеркалами и краном для откачки/наполнения. В местестыковки фланцев и бокса есть резиновое уплотнение для герметизации объема (рис. 7). ВЧ-драйвер устанавливается на верхнем радиаторе.

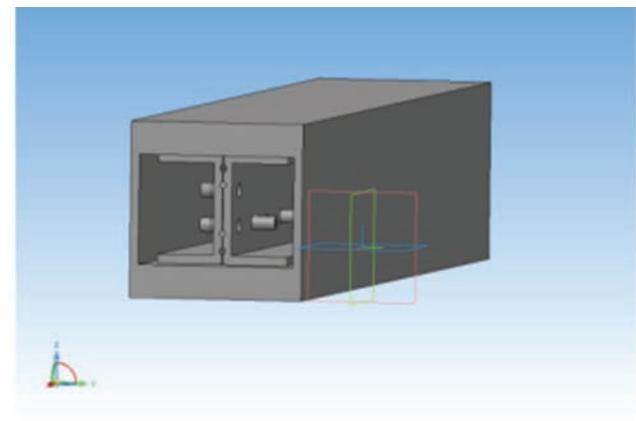


Рис. 6. Бокс с разрядной структурой.

После сборки следуют операции откачки, отжига и наполнения газовой смесью рабочего объема лазера. Затем прибор тренируется (разд. 3).

3. ТЕПЛОВЫЕ РЕЖИМЫ

В зависимости от назначения волноводные CO₂-лазеры могут эксплуатироваться в диапазоне температур окружающей среды от -50 до +55°C при условии обеспечения тепловых режимов их работы.

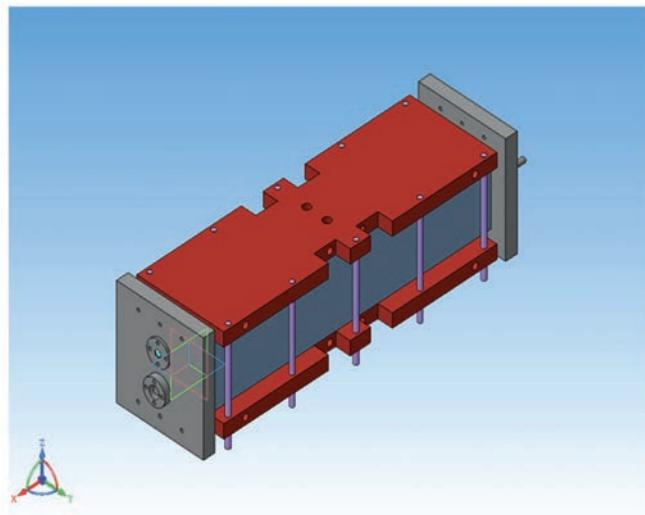


Рис. 7. Герметичный бокс с оптической системой.

По способу отвода тепла из разряда приборы делятся соответственно на излучатели с воздушным (В) и жидкостным (Ж) охлаждением. В первом случае охлаждение происходит за счет естественной или принудительной конвекции воздуха на радиаторах с развитой поверхностью (продольные или поперечные ребра, а также многоштырковые варианты).

С учетом симметрии излучателя тепловые потоки рассматриваются только в одной из четвертей (одном квадранте) поперечного сечения (см. рис. 4). Теплообменом с торцов излучателя пренебрегаем. При этом исходная величина тепловыделения составляет около 225 Вт. Радиатор воздушного охлаждения представляет собой набор штампованных пластин из алюминиевого сплава. Они фиксированы на внешней поверхности корпуса с использованием теплопроводящей пасты типа КПТ-8. Внешняя поверхность пластин представляет собой ребристый радиатор: высота ребер 26 мм, расстояние между ребрами 6.3 мм, количество ребер 15, материал – алюминиевый сплав АД 31 с теплопроводностью 188 Вт/(м · К) (рис. 8).

Эффективность данного радиатора достигается принудительным обдувом воздушным потоком со скоростью $V = 6.5 \text{ м/с}$ при атмосферном давлении и температуре 20°C. Радиатором охлаждения излучателя лазера является радиаторный профиль из алюминиевого сплава АД31Т с теплопроводностью 188 Вт/(м · К).

Для эффективного охлаждения площадь покрытия увеличена. Это обеспечивается

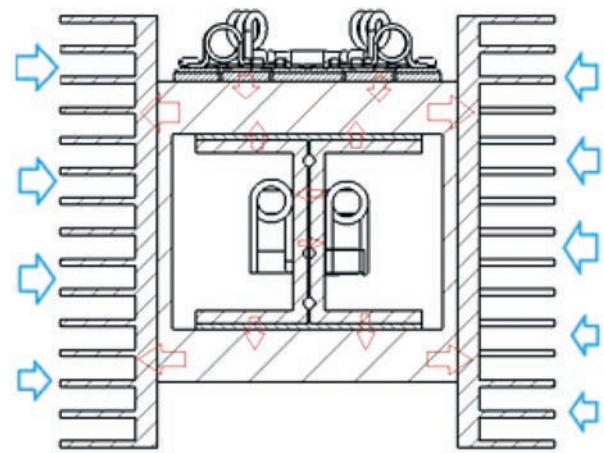


Рис. 8. Направление движения тепловых потоков.

ребрами высотой от 20 мм до 35 мм. При жидкостном (водяном) охлаждении в радиаторах имеются соответствующие каналы. При мощности лазерного излучения порядка 40–45 Вт требуется повышенный теплоотвод. Поэтому в данном устройстве используется жидкостное охлаждение. При оценке эффективности теплоотвода в излучателе необходимо рассмотреть условия теплообмена на контактирующих поверхностях с перепадами температур. Для мощности излучения 40–45 Вт активная длина разряда должна составлять величину около 111 см, при реальном КПД 10% мощность разряда составляет примерно 450 Вт. С учетом ВЧ-источника суммарное тепловыделение достигает примерно 900 Вт.

Рассмотрим тепловые потоки с учетом симметрии излучателя только в одной из четвертей (одном квадранте) поперечного сечения (рис. 9).

В каналах охлаждения происходит вынужденный конвективный теплообмен при движении жидкости. Тепловой поток при этом пропорционален площади поверхности стенки и разности температур жидкости и стенки (температурному напору):

$$W = \alpha S \Delta t. \quad (1)$$

На коэффициент теплоотдачи α влияют различные факторы. К ним относятся физические свойства жидкости, скорость ее потока, геометрия и качество поверхности охлаждающего канала. Это определяет ламинарный, переходный или турбулентный режим течения жидкости. Скорость потока и формы охлаждающего канала задает турбулентный режим течения жидкости,

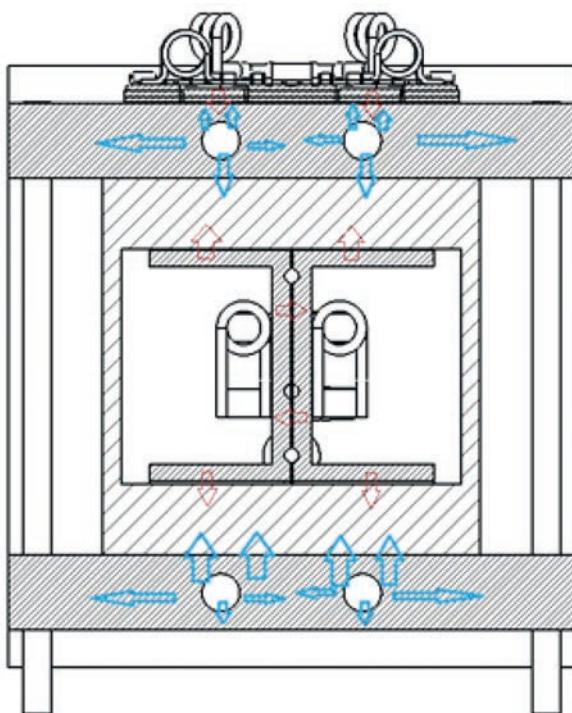


Рис. 9. Направление тепловых потоков при жидкостном охлаждении.

что увеличивает эффективность теплообмена. Характер течения жидкости определяется числом Рейнольдса

$$Re = \frac{4V}{\pi d v}, \quad (2)$$

где V [м³/с] – объемный расход жидкости, d [м] – диаметр охлаждающего канала, v [м²/с] – кинематическая вязкость жидкости.

При $Re < 2200$ режим движения жидкости в трубе ламинарный. Для Re от $2.2 \cdot 10^3$ до $1 \cdot 10^4$ реализуется переходный режим, а при $Re > 1 \cdot 10^4$ – турбулентный.

Коэффициент теплоотдачи α при вынужденном движении жидкости рассчитывается на основе зависимостей между критериями Нуссельта Nu_* , Рейнольдса Re_* и Прандтля Pr_* .

4. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ГЕРМЕТИЗАЦИИ И ТЕРМОВАКУУМНОЙ ОБРАБОТКИ ЦЕЛЬНОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДНОГО СО₂-ЛАЗЕРА

Общепринятые способы соединений в конструкции лазера дают предельно низкую газопроницаемость и газоотделение. В последние годы в этих целях стали активно использоваться различные виды уплотнений и kleевых соединений, что обусловлено появлением новых материалов и современных технологий.

Традиционными методами герметизации конструкции газоразрядных СО₂-лазеров являются различные виды сварки и пайки. Клеевые соединения до последнего времени существовали в первую очередь для герметизации оптических элементов. Это, прежде всего, пленочный клей марки ПКС-171 (ТУ 6-06-20-88), который получают из спиртоводного раствора полиамидной смолы 6/66/610-1, клея марки ПФЭ-2/10, эпоксидной смолы ЭД-20, дициандиамида, фосфонитриланилида и аминопропилтриэтоксилана (аппрат АГМ-9).

Металлы (сталь и ее сплавы, алюминий и его сплавы, дюралюминий, золото, серебро и др.) склеиваются с неметаллическими материалами (керамика, кварц, стекло, углепластики, полимеры и др.) в интервале температур от 120 до 240°C, давлении от 0.05 до 4.5 МПа (от 0.5 до 45 кгс/см²) с выдержкой от 20 с до 5 ч.

Эти kleевые соединения отличаются высокими показателями прочности kleевого шва, высокими электроизоляционными свойствами, хорошими диэлектрическими свойствами, а также низкой газопроницаемостью и газоотделением. Область рабочих температур: от -60 до +150°C, кратковременно до +200°C [8, 9]. Эффективное применение данного вида клея и kleев вообще дает подготовка соединяемых поверхностей. Она осуществляется, как правило, в два этапа.

Важной отличительной особенностью современных конструкций цельнометаллических СО₂-лазеров является широкое использование уплотнений из различных материалов, в частности из витона и индия. Рассмотрим подробнее их характеристики.

Синтетический резиноподобный материал (эластомер) витон с химической точки зрения является линейным сополимером винилиденфторида и гексафторметилена. Этот материал представлен прокладками круглого или плоского сечения разнообразной формы [10].

При герметизации современных цельнометаллических конструкций применяются уплотнения из высокопластичных металлов. В частности, это прокладки из индия или его сплавов с другими металлами. Такие уплотнения можно почти бесконечно деформировать под давлением, поскольку они не упрочняются при обработке. Это чрезвычайно полезно для разборных

или отпаиваемых приборов, работающих при температурах ниже точки плавления индия [11]. При этом он устойчив к растворам сильных щелочей.

В общую структурную схему изготовления газоразрядного CO₂-лазера входят операции металлообработки, очистки и термообработки деталей, прокладки уплотнения, сборки и контроля сборочных операций, юстировки зеркал, а также согласования излучателя с ВЧ-генератором. Финишными операциями являются термовакуумная обработка, тренировка в рабочей смеси газов, окончательная сборка, настройка и измерение параметров лазера в целом.

Присутствие в газовой среде водорода, воды, органических примесей, в том числе паров масел, снижает мощность излучения и влияет на долговечность CO₂-лазера. Поэтому на этапе сборки выполняется тщательное обезжиривание всех деталей в трихлорэтилене и дегазация в вакууме. Это обеспечивает эффективное удаление водорода из объема деталей. Если конструкционный материал – алюминий, то в присутствии атомарного и молекулярного кислорода в разряде образуется оксидная пленка. Происходит необратимое удаление кислорода из среды, что смещает равновесие реакции диссоциации вправо. Для предотвращения этого детали разрядной структуры проходят обработку в два этапа.

На первом этапе детали монтируются на оснастку, запаиваются в стеклянные колбы, отжигаются в вакууме и затем окисляются в кислороде при температуре 300°C в течение 3 ч. Толщина оксидной пленки после отжига и окисления составляет 0.3–0.8 мкм, она контролируется микроинтерферометром МИИ-4.

Термовакуумная обработка включает в себя откачку, дегазацию в печи и тренировку в разрядной смеси рабочих газов. Следующим этапом является тренировка в разряде рабочей смеси газов. Она состоит из CO₂, азота, гелия, ксенона в соотношении 1:1:4:0.25, тренировка проходит в циклическом режиме – четыре раза по 60 мин с откачкой и заменой наполнения. Тренировка в разряде обеспечивает насыщение поверхностных слоев элементов арматуры рабочими газами и начальную обработку поверхности электродов. Это, однако, не обеспечивает работоспособность излучателя в течение длительного периода времени [3]. Деградация рабочей смеси вызывается диссоциацией молекул CO₂. Степень диссоциации со временем растет, что связано с постепен-

ным необратимым уходом образующегося в ходе диссоциации кислорода.

Для уменьшения скорости потерь кислорода или компенсации этих потерь используются различные методы – как пассивные, так и активные. К пассивным методам относится использование дополнительного объема.

Более эффективной для уменьшения потерь кислорода, как показали масс-спектрометрические исследования, является пассивация поверхности при длительной (около 100 ч) тренировке активного элемента в разряде рабочей смеси канала. Она приводит к уменьшению потерь кислорода. При этом происходят интенсивное насыщение стенок разрядного канала компонентами рабочей смеси и сравнительно неглубокое окисление металлических поверхностей. Подобная пассивация в сочетании с напылением пленки Al₂O₃ позволяет увеличить долговечность CO₂-лазера в несколько раз (до 5000 ч и более) [3].

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

К основным лазерным параметрам, как правило, относятся мощность излучения, ее зависимость от времени, диаметр и расходимость пучка лазерного излучения, поляризация, спектральный состав (длина волны, количество частот и др.). Приборы могут работать как в непрерывном режиме, так и в импульсном (периодическом), поэтому и измерение характеристик требует применения измерительной аппаратуры различного быстродействия. Распространение обычных оптических методов измерения на такие малые времена и на чрезвычайно высокие плотности потоков требует как усовершенствования и развития старых методов, так и создания новой измерительной техники.

К более тонким лазерным параметрам относятся особенности спектра мод резонатора, усиление, шумы и возможность модуляции. Измерение внутренних и внешних лазерных параметров проводится при помощи датчиков сигнала, мощности и энергии [1].

При измерении расходимости пучка методом двух сечений луч лазера направляется на входное устройство (измерителя распределения плотности мощности пучка излучения), сигнал с которого подается на двухкоординатный самописец.

Для измерения основных энергетических и спектральных характеристик собранного экс-

периметрального образца была создана измерительная установка, блок-схема которой представлена на рис. 10.

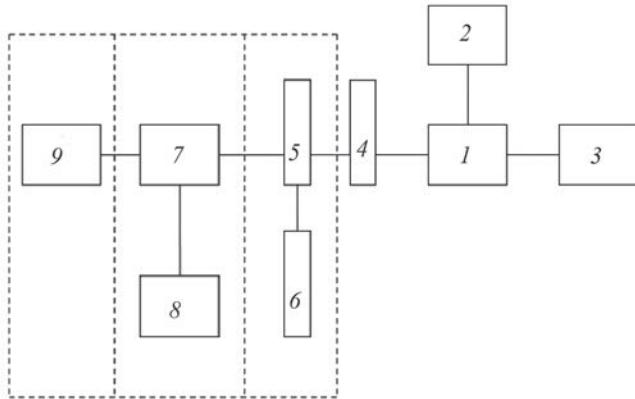


Рис. 10. Блок-схема экспериментальной установки для измерения энергетических и спектральных характеристик лазерного излучения: 1 – лазер, 2 – источник питания, 3 – система охлаждения, 4 – ослабитель, 5 – измеритель мощности ИМО-4С, 6 – двухкоординатный самописец, 7 – измеритель распределения плотности мощности пучка излучения, 8 – измеритель длины волны излучения (ПАС).

Излучение от лазера через ослабитель 4 поступает либо на измеритель мощности 5, либо на измеритель распределения плотности мощности пучка излучения 7, либо на ПАС.

При измерении расходимости пучка методом двух сечений луч лазера направляется на вход устройства 7 (измерителя распределения плотности мощности пучка излучения), сигнал с которого подается на двухкоординатный самописец 6. Расходимость оценивается по результатам измерения двух диаметров лазерного пучка на расстоянии 500 и 1000 мм по формуле

$$\Theta_p = \frac{d_1 - d_2}{\Delta L}, \quad (3)$$

где Θ_p [рад] – расходимость пучка излучения, ΔL [мм] – расстояние между двумя сечениями, на которых измеряются диаметры, d_1 [мм] – диаметр пучка излучения, измеренный в первом сечении, d_2 [мм] – диаметр пучка излучения, измеренный во втором сечении.

Измерение параметров осуществляется по уровню 0.5 от максимума. На записанной кривой отмечают точки на уровне 0.5 от максимального значения и соединяют эти точки отрезком прямой длиной Δx_1 , Δx_2 [мм] для первого и второго сечений соответственно. Диаметры пучка излучения определяются следующим образом:

$$d_1 = k\Delta x_1, \quad d_2 = k\Delta x_2, \quad (4)$$

где d_1 , d_2 [мм] – диаметры пучка на уровне $0.5 A_{max}$ для первого и второго сечений соответственно, k – масштабный коэффициент, определяемый техническими характеристиками сканирующего устройства и граffопостроителя ($k = 0.18$).

Схемы, поясняющие принципы измерения расходимости и диаметра пучка излучения, представлены на рис. 7, 8.

Измерения мощности излучения проводились в форсированном режиме автогенератора с МДИН 70%, с выходным зеркалом, коэффициент пропускания которого составлял 30%, и при давлении газовой смеси, равном 80 мм рт. ст. При 70% PWM (Power Width Modulation, широтно-импульсная модуляция – процесс управления мощностью методом периодического включения и выключения прибора) мощность излучения составила 22 Вт (рис. 11–13).

Измерение мощности излучения проводилось в нефорсированном режиме автогенератора с импульсной мощностью порядка 500 Вт и при давлениях газовой смеси 70, 80, 85, 90 и 100 Торр (см. диаграмму). Использовалась газовая смесь

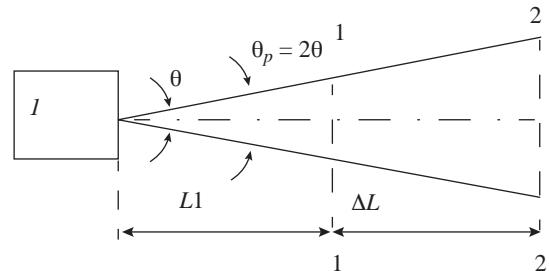


Рис. 11. Схема измерения расходимости пучка излучения [4]: 1 – лазер, 1–1, 2–2 – сечения, в плоскостях которых измеряются диаметры пучка излучения, L_1 – расстояние до первого сечения, ΔL – расстояние между двумя сечениями.

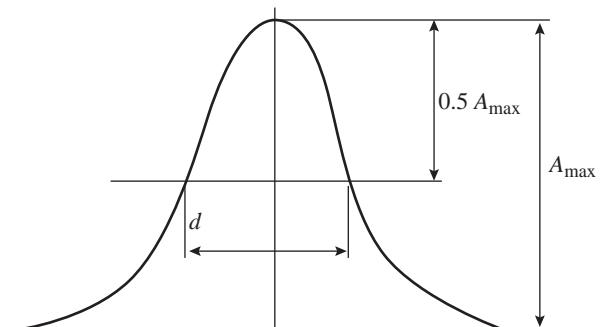


Рис. 12. Схема измерения диаметра пучка лазерного излучения по радиальному распределению плотности излучения.

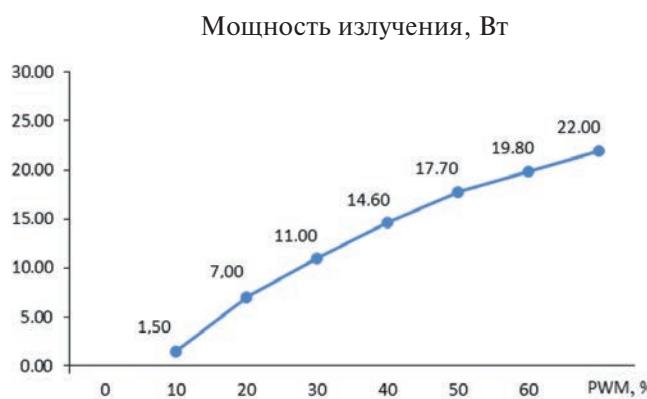


Рис. 13. Зависимость мощности излучения от уровня PWM.

с составом 6 CO₂, 3.75 N₂, 25 He, 2 Xe. Величина оптимального давления в макетном образце лазера составила 80 мм рт. ст., что типично для волноводных лазеров с диаметром канала порядка 3 мм и близко к инварианту $pd = 250$, где p (мм рт. ст.) – давление, d (мм) – диаметр разрядного канала (рис. 14).



Рис. 14. Зависимость мощности излучения от давления газовой смеси (PWM = 100%).

С помощью измерителя Pirocam-3 были получены параметры лазерного луча. Результаты измерений имеют некоторое отклонение от теории. Измеритель также определил астигматизм луча ($Z_y - Z_x$) / $Z_{rr} = 7.6\%$, асимметрию перетяжки $2W_y / 2W_x = 0.981$ и асимметрию расходности $\Theta_y / \Theta_x = 1.004$. Кроме этого, была измерена мощность излучения, проходящего через диафрагму $d = 12$ мм, на расстоянии 800 мм от лазера. Ее величина составила 22 Вт при падающей на диафрагму мощности 21 Вт.

Для оценки степени поляризации излучения макетного образца лазера использовались

непросветленная пластина из селенида цинка и измеритель мощности лазерного излучения. Пластина устанавливалась на пути лазерного луча и наклонялась в вертикальной плоскости под углом Брюстера 67.4°. Измерения мощности излучения проводились при 20% PWM. В такой схеме излучение с вертикальной поляризацией проходит через пластину полностью, не отражаясь от нее. Излучение с горизонтальной поляризацией делилось ею на две части. Одна часть проходила сквозь пластину, а другая часть отражалась пластиной. Показано, что излучение лазера эллиптически поляризовано с преобладанием вертикальной поляризации.

Данные экспериментальные результаты подтверждают предварительные оценки, за исключением уровня мощности лазерного излучения. Это связано с дополнительными потерями в Z-образном разрядном канале-волноводе из-за недостаточного качества обработки его внутренней поверхности. Для снижения потерь можно использовать специальные фрезы и нанесение алюмооксидного покрытия методами напыления.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены и обоснованы конструктивные особенности и технологические режимы на всех стадиях изготовления нового поколения CO₂-лазера с поперечным ВЧ-возбуждением.

На основе анализа патентов и 3D-методов проектирования осуществлены разработка и изготовление отечественного малогабаритного цельнометаллического волноводного CO₂-лазера с поперечным ВЧ-возбуждением с использованием отечественных алюминиевых профилей, по параметрам превышающего зарубежные аналоги.

3D-прототипирование позволило разработать конструкторско-технологическую документацию для мелкосерийного производства нового поколения современных цельнометаллических изделий, использующих в своей конструкции отечественные алюминиевые профили (прокат).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Witteman W.J. The CO₂ Laser. Textbook. 1987.
2. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. Учебное пособие. М.: Наука, 1983.
3. Погорельский С.Л. РФ. Патент 2065238, 1996.
4. Laakmann P. USA Patent 4805182, 1989.
5. Vitruc P., Broderick J.A. USA Patent 5953360, 1999.

6. Паюров А.Я., Кюн В.В., Румянцев Р.С., Степанов В.А., Федоров М.А. // Сб. тезисов II Всеросс. науч.-практ. конф. "Актуальные проблемы физики и технологии в образовании, науке и производстве". Рязань: РГУ им. С.А. Есенина, 2020. С. 94.
7. Паюров А.Я., Кюн В.В., Румянцев Р.С., Степанов В.А., Федоров М.А. // Труды XXVIII Межд. конф. "Лазерно-информационные технологии в медицине, биологии, геоэкологии и на транспорте. 2020". Новороссийск: НГПУ, 2020. С. 18.
8. ТУ 6-06-20-88. Пленка клеевая марки ПКС-171 2008.
9. Петрова А.П. Клеящие материалы. Справочник / Под ред. Е.Н. Каблова, С.В. Резниченко. М.: Кайчук и резина, 2002.
10. Лазутин Ю.Д., Сускин В.В., Шевченко В.Ф. Технология машиностроения: учеб. пособие / Под ред. Ю.М. Солдака. Рязань: РГРТУ, 2008.
11. Rosebury F. Handbook of electron tube and vacuum techniques. Massachusetts, 1964.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 533.9.082.5

О ВОЗМОЖНОСТИ УЛУЧШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ПЛАСТИН ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ В РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧАХ

© 2025 г. А. В. Емельянов^{a,*}, Д. А. Вихляев^a, С. Д. Девятков^a,
Д. С. Носуленко^a, Е. А. Пряхина^a

^a Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. академика
Е.И. Забабахина Российского федерального ядерного центра
Россия, 456770, Снежинск, Челябинская обл., ул. Васильева, 13

* e-mail: dep5@vniitf.ru

Поступила в редакцию 13.05.2024 г.

После доработки 14.05.2024 г.

Принята к публикации 08.07.2024 г.

Представлена система считывания фотолюминесцентных экранов с запоминанием, позволяющая получать изображения с более высоким пространственным разрешением по сравнению с промышленными сканерами. Экспериментально определено, что в диапазоне 6–25 кэВ пространственное разрешение созданной системы считывания не зависит от энергии квантов и составляет $\delta = 13 \pm 2$ мкм.

DOI: 10.31857/S0032816225010158, EDN: GHQXRT

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в качестве координатно-чувствительных детекторов (КЧД) ионизирующего излучения широкое распространение получили фотолюминесцентные экраны с запоминанием (ФЭЗ) на основе BaF(Br,I):Eu²⁺. В англоязычной литературе эти детекторы называют *image plates*, или IP. Принцип действия и достоинства ФЭЗ подробно описаны во многих работах (см., например, [1, 2]).

Одна из основных характеристик КЧД – пространственное разрешение. В фотолюминесцентных экранах оно зависит отчитывающего устройства и составляет 50–100 мкм при использовании серийно выпускаемых сканеров, тогда как характерный размер кристаллов чувствительного слоя, влияющий на пространственное разрешение, равен примерно 6 мкм. С одной стороны, относительно малое разрешение ограничивает применение ФЭЗ в некоторых экспериментах, например при исследовании быстро протекающих процессов методом контактной радиографии на мощных лазерных установках. С другой стороны, сочетание высокой чувстви-

тельности, широкого динамического диапазона, малых габаритов и нечувствительности к электромагнитным наводкам выделяет ФЭЗ среди других координатно-чувствительных детекторов, используемых при проведении данных исследований.

В работе описан способ, позволяющий улучшить пространственное разрешение ФЭЗ при регистрации изображений в рентгеновских лучах.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА СЧИТЫВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЭКРАНОВ

В промышленных сканерах считывание изображения, образованного ионизирующим излучением, происходит посредством сканирования поверхности ФЭЗ Не-Не-лазером. Испускаемое при этом фотолюминесцентное излучение с длиной волны 390 нм регистрируется фотоэлектронным умножителем. В данном случае пространственное разрешение ограничивается расщеплением лазерного пучка в чувствительном слое и размером единичного элемента считающей линейки сканера [3].

Для получения данных с фотолюминесцентных экранов создана система, в которой, в отличие от традиционного способа последовательного сканирования, реализовано одновременное считывание всего изображения. На рис. 1 представлена схема считающей системы.

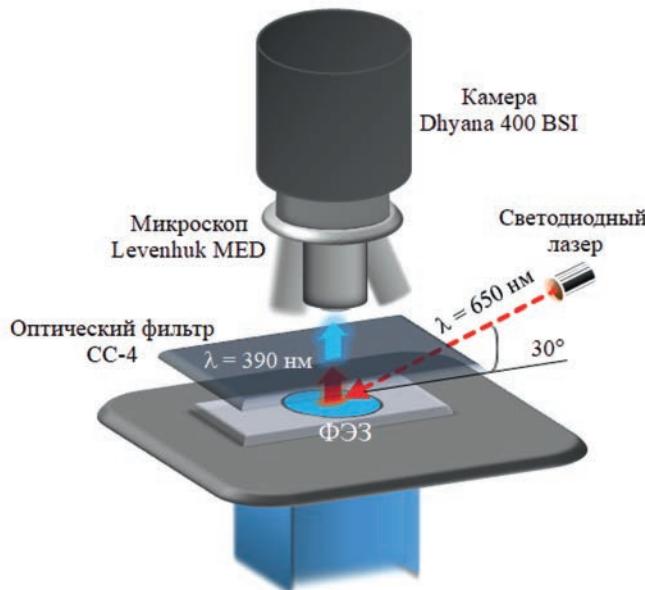


Рис. 1. Схема считающей системы.

В центр поля зрения микроскопа Levenhuk MED помещается интересующая область ФЭЗ, которая облучается светодиодным лазером ($\lambda = 650 \text{ нм}$, $P \approx 10 \text{ мВт}$), сфокусированным в пятно $2 \times 4 \text{ мм}^2$. Угол между осью лазерного пучка и плоскостью экрана составляет 30° . Создаваемое фотолюминесцентное излучение попадает в оптическую систему микроскопа и регистрируется камерой Dhyana 400 BSI, закрепленной вместо штатной камеры. Для подавления рассеянного лазерного излучения перед объективом микроскопа устанавливается фильтр CC-4 толщиной 3 мм, коэффициент пропускания которого представлен на рис. 2.

Для апробации предлагаемой системы фотолюминесцентный экран Fuji BAS-TR2025 (чувствительный слой $\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15}$ толщиной 60 мкм, $\rho = 2.61 \text{ г}/\text{см}^3$, без защитного лавсанового слоя [2]) закрывался тест-объектом и облучался рентгеновскими квантами со средней энергией примерно 8 кэВ. В качестве тест-объекта применялась металлическая фольга с овальными ячейками размером $50 \times 200 \text{ мкм}^2$, показанная на рис. 3.

Зарегистрированное изображение считывалось сканером Typhoon FLA 7000 с минимально

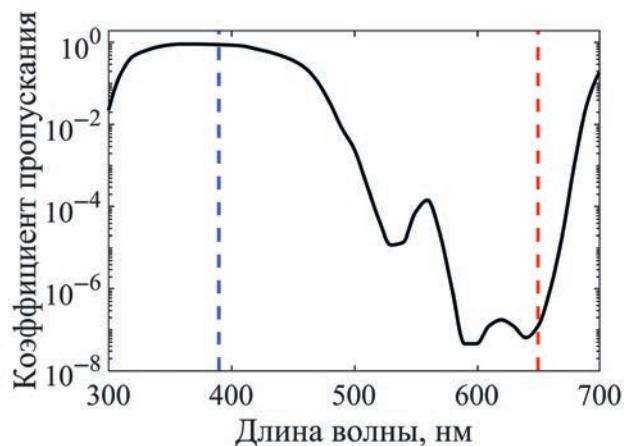


Рис. 2. Коэффициент пропускания фильтра CC-4 толщиной 3 мм.

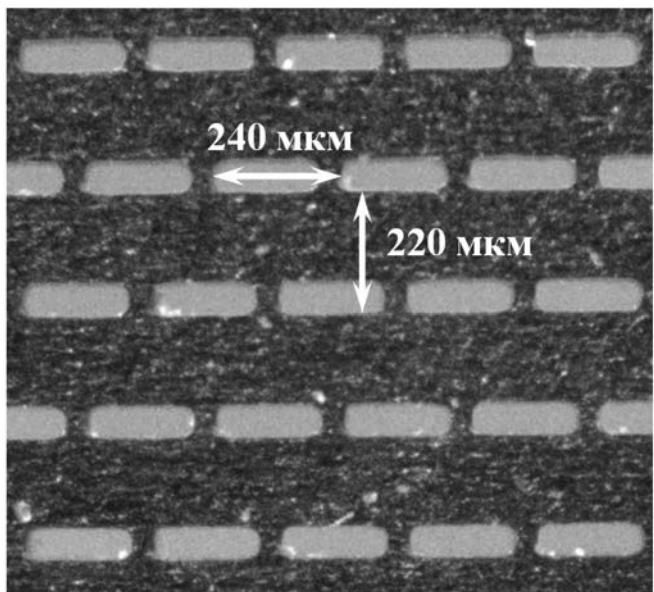


Рис. 3. Изображение тест-объекта под микроскопом.

возможным разрешением 20 пар линий/мм (размер пикселя 25 мкм) и предлагаемой системой. Полученные результаты приведены на рис. 4.

Как видно на рисунке, предлагаемая система считывания позволяет получать изображения с лучшим пространственным разрешением по сравнению с промышленным сканером. Такой результат достигается за счет малого размера элементов светочувствительной матрицы и большого коэффициента увеличения микроскопа. Неизбежным следствием использования микроскопа является относительно малая величина поля зрения, не превышающая $4 \times 4 \text{ мм}^2$. Несмотря на это, такое поле зрения приемлемо для экспериментов на мощных лазерных установках.

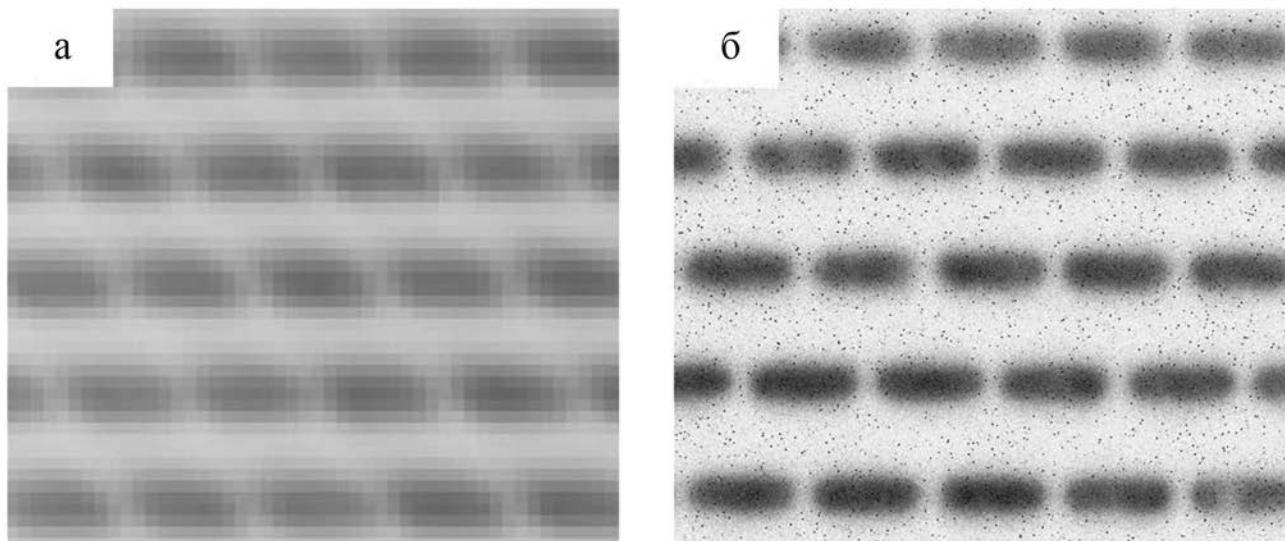


Рис. 4. Полученные результаты: **а** – сканер Typhoon FLA 7000 (размер пикселя 25 мкм),
б – предлагаемая система считывания.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ СОЗДАННОЙ СИСТЕМЫ

Пространственное разрешение созданной системы определялось по функции края. Схема измерений приведена на рис. 5.

Фотолюминесцентный экран Fuji BAS-TR2025 устанавливался вплотную за вольфрамовой фольгой толщиной 200 мкм и облучался рентгеновским излучением установки ДРОН-7. Для выделения узкого участка спектра тормозного излучения использовались селективные фильтры. Параметры фильтров, ускоряющее напряжение рентгеновской трубки U_{tp} и средняя энергия квантов E_{cp} приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры экспериментов

Фильтр	Толщина фильтра, мг/см ²	U_{tp} , кВ	E_{cp} , кэВ
Fe	32.5	9	6.4
Zn	48.6	13	8.4
C_8H_7Br	206	18	11.9
Zr	158	24	16.1
Sn	295	37	25.6

Зарегистрированные изображения на всех фотолюминесцентных экранах последовательно считывались с помощью созданной системы

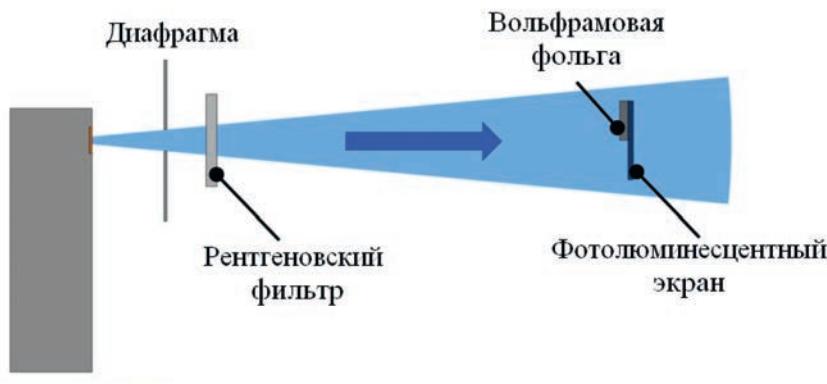


Рис. 5. Схема измерения пространственного разрешения.

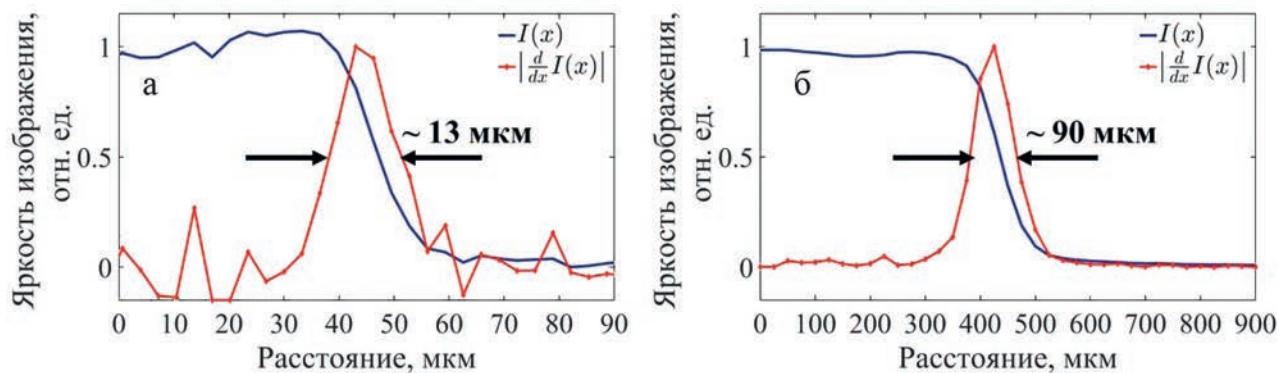


Рис. 6. Профили изображений и их производные при энергии квантов около 11.9 кэВ: **а** – предлагаемая система считывания, **б** – сканер Typhoon FLA 7000 (размер пикселя 25 мкм).

и сканера Typhoon FLA 7000. На рис. 6 приведены профили изображений при $E_{\text{cp}} = 11.9$ кэВ. В качестве оценки пространственного разрешения использовалась ширина на полувысоте производной профиля изображения.

По результатам экспериментов определено, что в диапазоне 6–25 кэВ пространственное разрешение предлагаемой системы считывания не зависит от энергии квантов и составляет $\delta = 13 \pm 2$ мкм; при считывании изображения сканером Typhoon $\delta \sim 90$ мкм. Ранее в работе [4] при сканировании изображений с помощью сканера Typhoon FLA 8000 (размер пикселя 25 мкм) определено, что пространственное разрешение для Fuji BAS-TR2025 составляет 94 ± 2 мкм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для получения данных с фотолюминесцентных экранов создана система считывания на основе микроскопа Levenhuk MED 25, камеры Dhyana 400 BSI и светодиодного лазера ($\lambda = 650$ нм). В отличие от традиционного способа последовательного сканирования, в предложенной системе реализовано одновременное считывание всего изображения с участка размером 16 мм^2 . Такое поле зрения приемлемо для экспериментов на мощных лазерных установках.

Пространственное разрешение созданной системы определялось по функции края. Для этого частично закрытый вольфрамовой

фольгой толщиной 200 мкм фотолюминесцентный экран Fuji BAS-TR2025 облучался рентгеновским излучением, генерируемым установкой ДРОН-7. Энергия квантов варьировалась в диапазоне 6–25 кэВ с помощью селективных фильтров и прикладываемого к рентгеновской трубке ускоряющего напряжения.

По результатам экспериментов определено, что в диапазоне 6–25 кэВ пространственное разрешение предлагаемой системы считывания не зависит от энергии квантов и составляет $\delta = 13 \pm 2$ мкм. Такое высокое пространственное разрешение достигается за счет малого размера элементов светочувствительной матрицы камеры и большого коэффициента увеличения микроскопа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Amemiya Y., Matsushita T., Nakagawa A., Satow Y., Miyahara J., Chikawa J.-I. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1988. V. 266. P. 645.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90458-5](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90458-5)
2. Meadowcroft A.E., Bentley C.D., Stott E.N. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. 113102.
<https://doi.org/10.1063/1.3013123>
3. Izumi N., Snavely R., Gregori G.J., Koch A., Park H.-S., Remington B.A. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. 10E325.
<https://doi.org/10.1063/1.2351924>
4. Fiksel G., Marshall F.J., Mileham C., Stoeckl C. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. 086103.
<https://doi.org/10.1063/1.4739771>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 53.082.78

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ГОЛОВКИ ДЛЯ СКАНИРУЮЩЕГО
СПЕКТРОМЕТРА ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

© 2025 г. Б. А. Беляев^{a,b,*}, Н. М. Боев^{b,c}, А. В. Бурмитских^{b,c},
А. А. Горчаковский^{b,c}, С. Д. Крёков^{b,c}, Р. Г. Галеев^{a,d}

^a Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева
Россия, 660037, Красноярск, просп. им. газеты “Красноярский рабочий”, 31

^b Сибирский федеральный университет
Россия, 660041, Красноярск, просп. Свободный, 79

^c Институт физики им. Л.В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, с. 38

^d АО НПП “Радиосвязь”
Россия, 660021, Красноярск, ул. Декабристов, 19

* e-mail: belyaev@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 23.07.2024 г.

После доработки 22.08.2024 г.

Принята к публикации 03.10.2024 г.

Основным элементом сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса является измерительная головка, с помощью которой регистрируются спектры поглощения электромагнитного излучения локальными участками тонких магнитных пленок. Степень локальности определяется площадью измерительного отверстия головки в пределах 0.1–2.2 мм². Чувствительность устройства существенно увеличена благодаря не только миниатюрности колебательного контура в автодинном генераторе и сравнительно большой его собственной добротности, но и замене круглого измерительного отверстия головки на квадратное. Последнее существенно повышает однородность распределения высокочастотного магнитного поля в измерительном отверстии. Набор сменных головок с требуемым шагом перекрывает диапазон частот 0.1–4.0 ГГц, при этом отношение сигнал/шум для головки с площадью отверстия 1.0 мм², измеренное на пермаллоевой пленке толщиной 2 нм, составляет не менее примерно 8 дБ. Показано, что эффективная намагниченность насыщения с ростом частоты монотонно достигает насыщения ($M_s = 843$ Гс), а на низких частотах аномально увеличивается более чем в 1.6 раза до величины $M_s = 1359$ Гс. Эффективность использования разработанных головок для исследования природы образования и особенностей распределения магнитных неоднородностей по площади образцов продемонстрирована на пермаллоевых пленках толщиной 25 нм размерами 10 × 10 мм², осажденных в постоянном магнитном поле на монокристаллические подложки из лангасита.

DOI: 10.31857/S0032816225010162, EDN: GHRVOU

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что тонкие магнитные пленки (ТМП) широко используются в устройствах записи и считывания информации [1–5]. На ТМП конструируются датчики слабых магнитных полей [6, 7], создаются частотно-селективные устройства [8, 9], разнообразные устройства на основе спинtronики [10, 11], а также

нелинейные устройства сверхвысоких частот (СВЧ), например умножители частоты [12, 13]. Известно также, что характеристики устройств зависят не только от магнитных параметров ТМП (намагниченности насыщения, поля анизотропии и др.), но и от степени неоднородностей этих параметров по площади пленок, которые определяются качеством подложек и конкретной технологией изготовления образцов. Очевидно, что

развитие любой технологии осаждения пленок невозможно без оборудования, позволяющего измерять магнитные характеристики на локальных участках получаемых образцов и, в первую очередь, параметры магнитной анизотропии и параметр затухания прецессии намагниченности. Для этих целей одним из наиболее эффективных и точных методов является метод ферромагнитного резонанса (ФМР) [1, 14, 15].

Исследовать локальные участки ТМП методом ФМР, используя отверстие в стенке полого резонатора, предложил Фрайт [16]. При этом ТМП прикладывалась к отверстию выбранным участком образца снаружи резонатора, а отверстие служило локализованным источником высокочастотного магнитного поля и одновременно каналом связи между исследуемой пленкой и резонатором. Используя эту идею, Суху разработал конструкцию установки для снятия спектров ФМР с локальных участков пленок, названной им микроволновым магнитным микроскопом [1, 17]. Однако только замена полого резонатора на микрополосковый привела к существенному увеличению чувствительности измерительной установки и точности регистрации спектров с локальных участков ТМП [18]. Это позволило разработать автоматизированный сканирующий спектрометр ФМР, с помощью которого можно наблюдать характер распределения неоднородностей по площади образцов для целого ряда магнитных характеристик [19]. Дополнительно увеличить чувствительность сканирующего спектрометра удалось с помощью новой конструкции измерительной головки [20], в которой СВЧ-генератор, микрополосковый резонатор и детектор изготовлены с использованием технологии многослойных печатных плат.

Важно отметить, что благодаря появлению сканирующего спектрометра ФМР обнаружен и исследован целый ряд новых эффектов в магнитных пленках, которые имеют не только научное, но и практическое значение: в частности, эффект магнитной восприимчивости, наблюдаемый вблизи поля одноосной магнитной анизотропии в широком диапазоне частот, поэтому названный авторами нерезонансной магнитной восприимчивостью [21]. Обнаружен и исследован ФМР в квазиравновесном состоянии магнитного момента в ТМП [22], а также резкое изменение величины и угла направления одноосной магнитной анизотропии вблизи краев магнитных пленок [23, 24], которые обуслов-

лены размагничивающими полями, существующими на торцах намагниченного образца [25]. Показана возможность измерения с высокой точностью вицинального и азимутального углов интерфейса монокристаллической подложки, на которую осаждена магнитная пленка [26]. Благодаря сканирующему спектрометру ФМР в неоднородно напряженной магнитной пленке был выявлен флексомагнитный эффект, проявившийся в появлении односторонней магнитной анизотропии [27]. Недавно был обнаружен новый эффект, связанный с компенсацией поля одноосной магнитной анизотропии вблизи края ТМП ее размагничивающими полями [28].

Чувствительным элементом сканирующего спектрометра ФМР [18, 19] является СВЧ-головка, состоящая из немагнитного металлического корпуса, в котором размещен микрополосковый резонатор на подложке с высокой диэлектрической проницаемостью. Резонатор имеет круглое отверстие в экране вблизи пучности высокочастотного магнитного поля, и он является затающим колебательным контуром транзисторного СВЧ-генератора, работающего в автодинном режиме, с амплитудным детектором на выходе. Изменение сигнала на детекторе при развертке постоянного магнитного поля пропорционально величине поглощения СВЧ-мощности участком пленки, расположенным под измерительным отверстием. Несмотря на более высокую чувствительность измерительных головок [20], изготовленных с использованием технологии многослойных печатных плат, по сравнению с полыми резонаторами она оказывается недостаточной при измерении параметров пленок толщиной менее примерно 5 нм. В этих случаях требуется накопление сигнала, что значительно увеличивает время измерений. Важно отметить, что размеры микрополоскового резонатора увеличиваются обратно пропорционально его резонансной частоте, что приводит к соответствующему уменьшению чувствительности измерительной головки при понижении ее рабочей частоты.

В нашей работе представлены новые конструкции разработанных миниатюрных СВЧ-головок, в которых микрополосковые резонаторы заменены на миниатюрные колебательные контуры, а круглое измерительное отверстие заменено на квадратное [29]. Чувствительность головок увеличена по сравнению с прототипом примерно в 3 раза, и она остается почти одинак-

ковой у всех головок, работающих в диапазоне частот 0.1–4.0 ГГц.

2. КОНСТРУКЦИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СВЧ-ГОЛОВКИ

Известно [30], что поглощение электромагнитной энергии образцом, помещенным в СВЧ-резонатор, пропорционально минимой части его комплексной восприимчивости χ'' , а ее минимальная величина, которую спектрометр способен обнаружить, оценивается формулой

$$\chi''_{\min} = \frac{KV}{\pi Q_0} \sqrt{\left(\frac{kT_N \Delta f}{P}\right)}, \quad (1)$$

где K – коэффициент заполнения резонатора образцом, V – эффективный объем резонатора, определяемый из соотношения $W = Vh^2 / (8\pi)$ (h – амплитуда высокочастотного магнитного поля на образце, а W – полная энергия, запасенная в резонаторе), Q_0 – собственная добротность резонатора, k – постоянная Больцмана, T_N – эквивалентная температура шумов детектора, Δf – ширина полосы пропускания детектора, P – мощность СВЧ-генератора.

Из формулы (1) следует, что для повышения чувствительности спектрометра необходимо увеличить отношение Q_0/V . Однако, учитывая тот факт, что существенно повысить собственную добротность миниатюрного резонатора практически невозможно, добиться увеличения чувствительности сканирующего спектрометра

ФМР можно только уменьшением объема измерительного резонатора его СВЧ-головки. Поэтому использование микрополосковых резонаторов в сканирующем спектрометре ФМР является хорошим решением этой проблемы.

Как уже отмечалось, резонатор является задающим контуром СВЧ-генератора измерительной головки, принципиальная схема которого приведена на рис. 1. Генератор, работающий в автодинном режиме, представляет собой емкостную трехточку на биполярном транзисторе T_1 , включенном по схеме с общей базой. Это позволяет минимизировать количество элементов в схеме и упростить трассировку печатной платы головки (рис. 2). Оптимальный режим транзистора по постоянному току устанавливается подстроечным резистором R_1 .

В качестве задающего резонатора в схеме используется “симметричный” колебательный контур с индуктивностью в виде небольшого отрезка полосковой линии для головок на высокие частоты (рис. 3а) или небольшая катушка из нескольких витков на низкие частоты (рис. 3б). К одному концу индуктивного элемента подключены соединенные последовательно емкости C_2 и C_3 , образующие делитель по высокочастотному току, а к другому – емкость C_4 (см. рис 1). Величиной этих емкостей, обозначенных на схеме звездочкой, регулируется частота генератора, а соотношением емкостей C_2 и C_3 устанавливается оптимальная обратная связь в схеме генера-

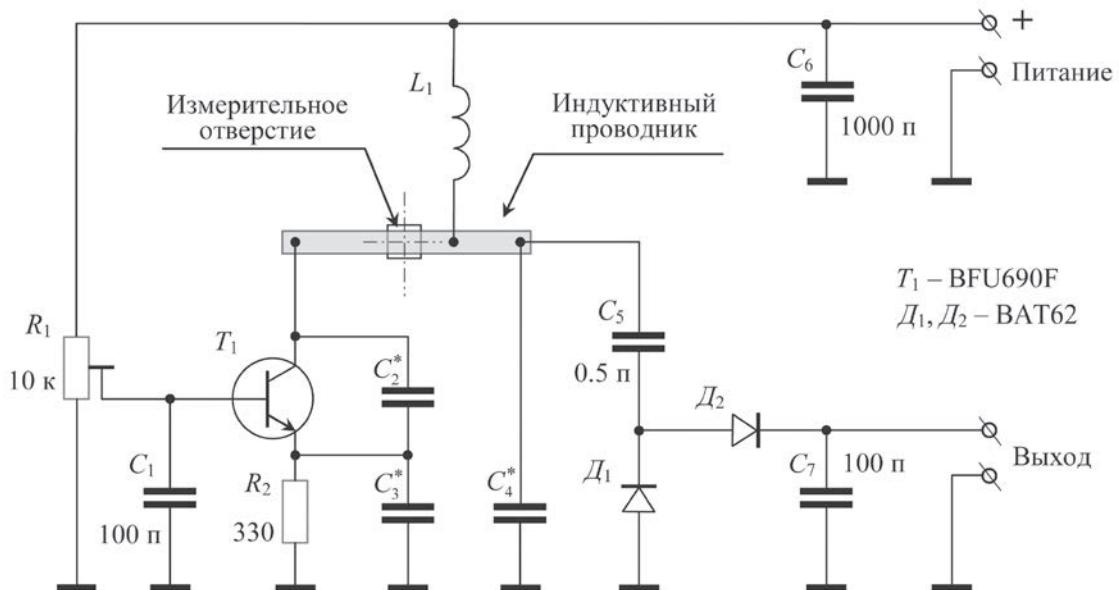


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема измерительной головки сканирующего спектрометра ФМР.

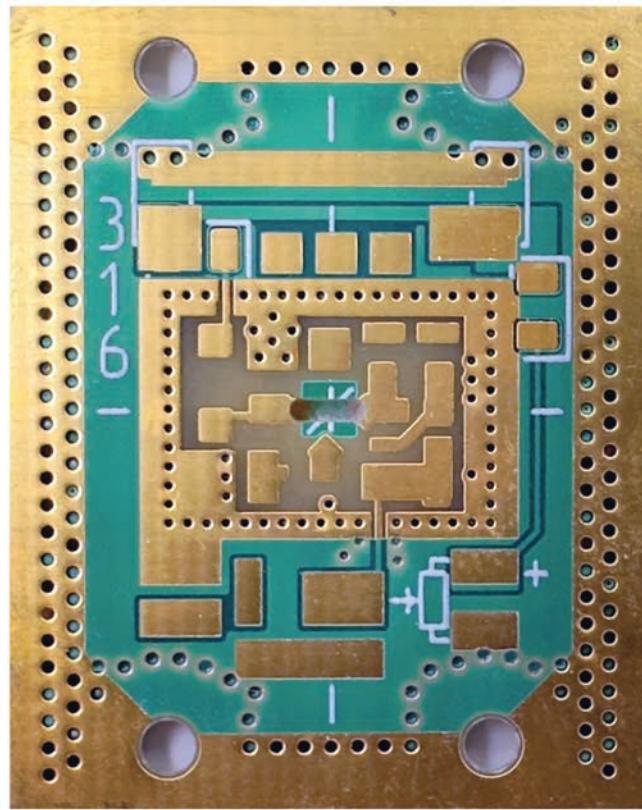


Рис. 2. Печатная плата измерительной головки сканирующего спектрометра ФМР.

тора для достижения требуемой чувствительности головки.

Отметим, что емкости контура C_2 и C_3 в зависимости от частоты генератора могут быть частично или полностью образованы паразитными емкостями транзистора и монтажа схемы. При этом собственная добротность такого миниатюрного колебательного контура с ростом частоты в интервале 0.1–4.0 ГГц увеличивается с 80 до 110. Для исключения проникновения высокочастотных колебаний от генератора в цепь однополярного питания используются дроссель L_1 и шунтирующая емкость C_6 . Детектор, регистрирующий изменение амплитуды колебаний генератора, собран по схеме двухполупериодного выпрямления на диодах D_1 , D_2 и сглаживающей высокочастотные пульсации емкости C_7 .

Отличительной особенностью головки по сравнению с известными решениями [16–20] является замена круглого измерительного отверстия на квадратное (см. рис. 3), что позволило при одинаковой площади отверстия существенно увеличить чувствительность головки за счет повышения однородности распределения высокочастотного магнитного поля по площади

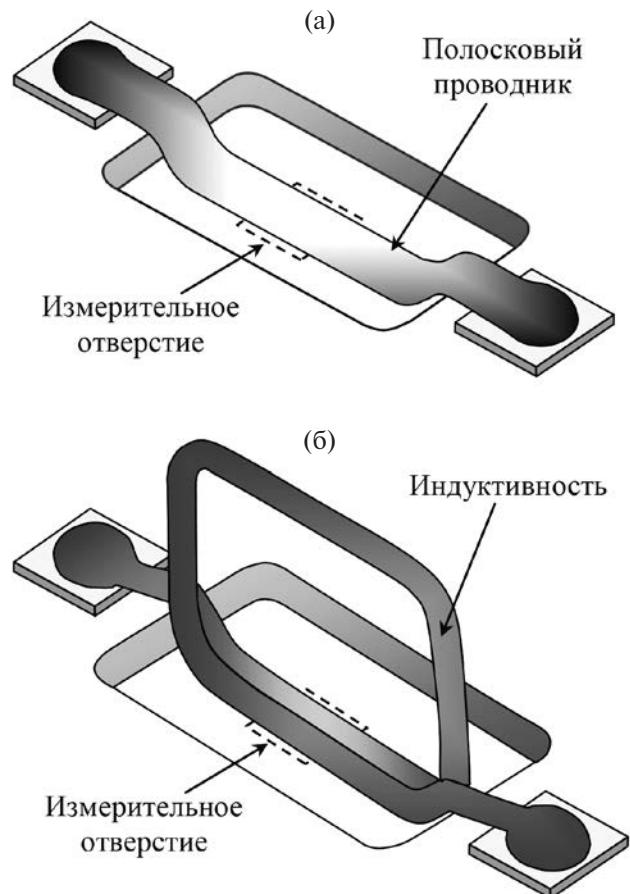


Рис. 3. Конструкции индуктивных элементов колебательного контура, изготовленных на отрезке полоскового проводника (а) и на катушке из полутора витков (б), концы которых припаяны к контактным площадкам печатной платы.

отверстия. Этот факт демонстрирует рис. 4, где представлены распределения амплитуд высокочастотных магнитных полей h по площади круглого (рис. 4а) и квадратного (рис. 4б) отверстий, рассчитанные в пакете программ CST Studio Suite. Расчет сделан для расстояния 0.1 мм от экрана головки, в котором вытравлено измерительное отверстие. Видно, что неоднородность высокочастотного магнитного поля по площади участка, ограниченного уровнем 0.7 Э, в круглом отверстии примерно в два раза больше, чем в квадратном, что и приводит к соответствующему увеличению чувствительности головки с квадратным отверстием.

Печатная плата прикрепляется к латунному или дюралюминиевому корпусу головки посредством пайки, что обеспечивает механическую прочность и надежный электрический контакт. Для этого на верхнем слое платы по всему контуру (см. рис. 2) изготовлен полосковый проводник

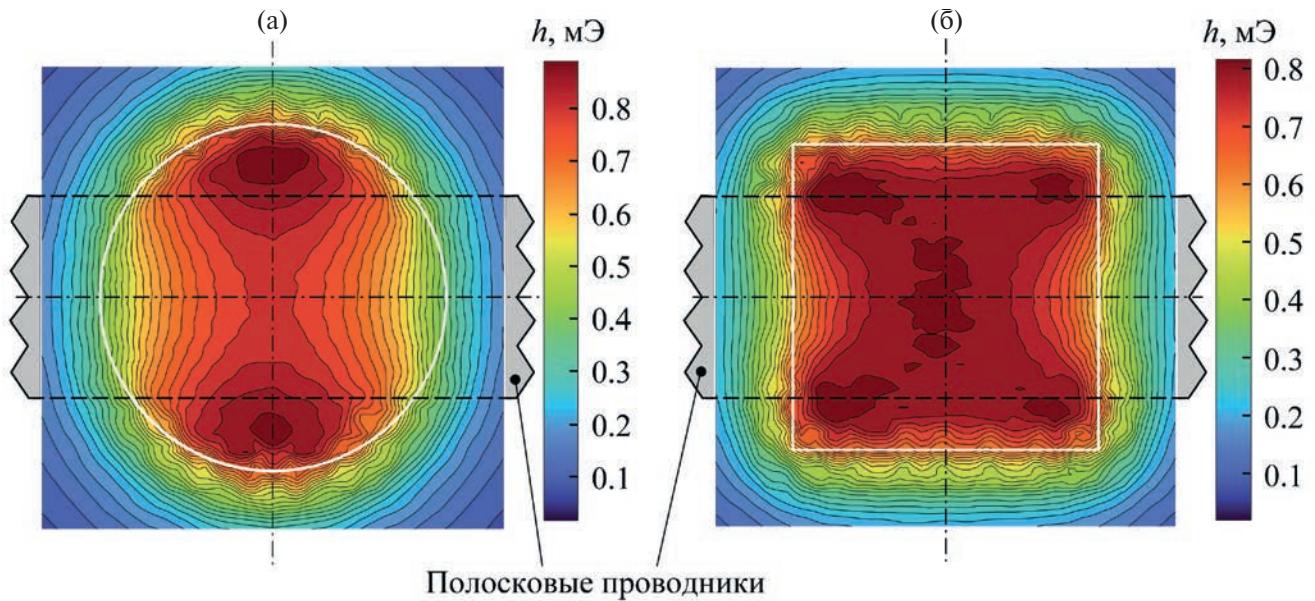


Рис. 4. Распределение амплитуды высокочастотного магнитного поля в круглом (а) и квадратном (б) измерительных отверстиях.

ширина́й около 3 мм, соединенны́й с экраном сквозными металлизированными отверстиями. Фотографии двух СВЧ-головок (рис. 5), у которых корпуса изготовлены из дюралиюминия и латуни, имеют пло́щади квадратных измерительных отверстий 1.0 mm^2 (слева) и 0.5 mm^2 (справа). На задних сторонах головок имеется разъём с контактами, через который подается питание автодинного генератора и снимается полезный сигнал. Четыре резьбовых отверстия по краям корпуса позволяют надежно закрепить головку на специальном держателе сканирующего спектрометра ФМР [18, 19].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ РАЗРАБОТАННЫХ ГОЛОВОК

Тестирование головок проводилось на образцах магнитных пленок толщиной от 2 до 100 нм, полученных магнетронным распылением на установке фирмы AJA International (США) пермаллоевой мишени ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) производства компании Kurt J. Lesker с чистотой процентно-весового состава 99.95%. Как известно, такой пермаллой имеет близкую к нулю магнитострикцию, поэтому в образцах почти не возникает дополнительных упругих напряжений при



Рис. 5. Фотографии СВЧ-головок с пло́щадью квадратных измерительных отверстий 1.0 mm^2 – слева и 0.5 mm^2 – справа.

намагничивании ТМП в любых направлениях. Во время напыления давление паров аргона в камере установки составляло 1.8 мбар, а плотность тока магнетрона на мишени составляла 21 мА/см², эта плотность обеспечивала скорость осаждения 0.235 нм/с. Скорость осаждения определялась по результатам измерений контрольной пленки толщиной 100 нм с использованием рентгеноспектрального флуоресцентного анализа [31], позволяющего определять толщины ТМП с точностью не хуже ± 1 нм, а толщина получаемых пленок рассчитывалась по времени осаждения.

Пленки осаждались через маску с площадью окна 10×10 мм² на квадратные подложки из кварцевого стекла марки JGS1 толщиной 0.5 мм, шероховатость поверхности которых менее 1 нм, размерами 12×12 мм². Важно отметить, что при толщине ТМП менее примерно 3 нм в случае их осаждения непосредственно на подложку спектры ФМР не наблюдались из-за ее окисления адсорбированными на поверхности подложки газами. Поэтому перед напылением ТМП под вакуумом предварительно на подложку осаждался слой моноокиси кремния толщиной 20 нм, который не только защищал пленку от окисления, но и “затечивал” неровности поверхности подложки. Сверху магнитной пленки также в едином цикле осаждался такой же слой моноокиси кремния (20 нм) для защиты ТМП от атмосферного воздуха. Одноосная магнитная анизотропия, необходимая для работы многих устройств на ТМП [1–13], наводилась планарным однородным постоянным магнитным полем величиной 200 Э, приложенным в плоскости вдоль одной из сторон подложки во время напыления образца.

На рис. 6 приведены спектры ФМР, снятые с центрального участка пленки толщиной 2 нм на частоте измерительной головки 3.123 ГГц, имеющей квадратное отверстие площадью 1 мм². Запись спектров проводилась при развертке планарного постоянного магнитного поля H в направлении, ортогональном к оси легкого намагничивания наведенной магнитной анизотропии, т. е. вдоль оси трудного намагничивания. Сплошной линией на рис. 6 показан сигнал, записанный без накопления (отношение сигнал/шум около 8 дБ), а точками – сигнал, полученный усреднением 9 спектров. Видно, что при накоплении 9 спектров амплитуда шумов уменьшилась примерно в 3 раза.

Хорошо известно, что многие магнитные характеристики ТМП (например, величину и

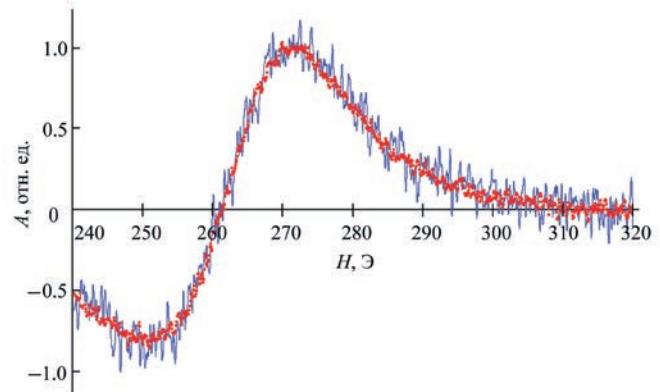


Рис. 6. Спектры ферромагнитного резонанса ТМП толщиной 2 нм, снятые на частоте 3.123 ГГц, при развертке магнитного поля, направленного ортогонально оси анизотропии, без накопления сигнала (сплошная линия) и с накоплением 9 спектров (точки).

направление одноосной магнитной анизотропии (соответственно $-H_a$ и θ_a), а также величину эффективной намагченности насыщения M_S можно вычислить по измеренной зависимости резонансного поля H_R от угла направления постоянного магнитного поля развертки θ_H [19]. Для этого мы будем использовать формулу, связывающую поле H_R с магнитными характеристиками образца на частоте накачки f [32], исключив из нее поле однонаправленной анизотропии, которое в исследуемых образцах слишком мало по сравнению с полем одноосной анизотропии:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma} \right)^2 = [H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos 2(\theta_a - \theta_M)], \quad (2)$$

$$[4\pi M_S + H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos^2(\theta_a - \theta_M)]$$

где γ – гиromагнитное отношение, M_S – эффективная намагченность насыщения, а равновесное направление θ_M намагченности насыщения пленки определяется из уравнения

$$H_R \sin(\theta_H - \theta_M) + \frac{1}{2} H_a \sin 2(\theta_a - \theta_M) = 0, \quad (3)$$

полученного из условия минимума плотности свободной энергии пленки [32]. Параметры магнитных пленок определялись с помощью программы FMR-extractor [33], которая позволяет автоматически вычислять магнитные характеристики образцов по измеренным зависимостям $H_R(\theta_H)$ при заданной частоте СВЧ-колебаний.

Для иллюстрации на рис. 7 представлены угловые зависимости $H_R(\theta_H)$ для пленок толщиной $d = 2, 3, 100$ нм. Измерения проводились с шагом 5° на локальных участках в центре пленок.

Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, построенные по формулам (2) и (3) с помощью программы [33], в которой магнитные параметры пленок подбираются автоматически по критерию наилучшего совпадения теории с экспериментом. Видно, что на угловой зависимости ТМП толщиной 2 нм (рис. 7а) наблюдаются очень большие шумы, для уменьшения которых в каждой точке было проведено усреднение 9 накопленных спектров, что значительно уменьшило шумы (рис. 7б). В пленках толщиной 3 нм и больше шумы на угловых зависимостях $H_R(\theta_H)$ почти не просматриваются, поэтому накопления уже не требуются. При этом

важно отметить, что благодаря большому количеству точек с шагом 5° на зависимостях $H_R(\theta_H)$ магнитные характеристики M_S и H_a , вычисленные по графикам без накоплений (рис. 7а) и с накоплениями (рис. 7б), мало отличаются друг от друга.

В табл. 1 приведены основные магнитные характеристики, измеренные для магнитных пленок различной толщины, эффективной намагниченности насыщения M_S , поля одноосной магнитной анизотропии H_a и ширины линии ферромагнитного резонанса ΔH . Видно, что намагниченность M_S сначала быстро растет с увеличением толщины пленок, но затем посте-

Таблица 1. Зависимости эффективной намагниченности насыщения поля одноосной магнитной анизотропии и ширины линии ферромагнитного резонанса от толщины магнитных пленок

Показатель	Значение								
d , нм	2	3	5	10	15	25	50	75	100
M_S , Гс	361	551	693	785	819	847	874	885	892
H_a , Э	3.9	4.9	5.1	5.3	5.6	5.4	4.9	4.6	4.2
ΔH , Э	20.2	12.7	11.8	11.3	11.8	8.9	8.7	9.5	10.3

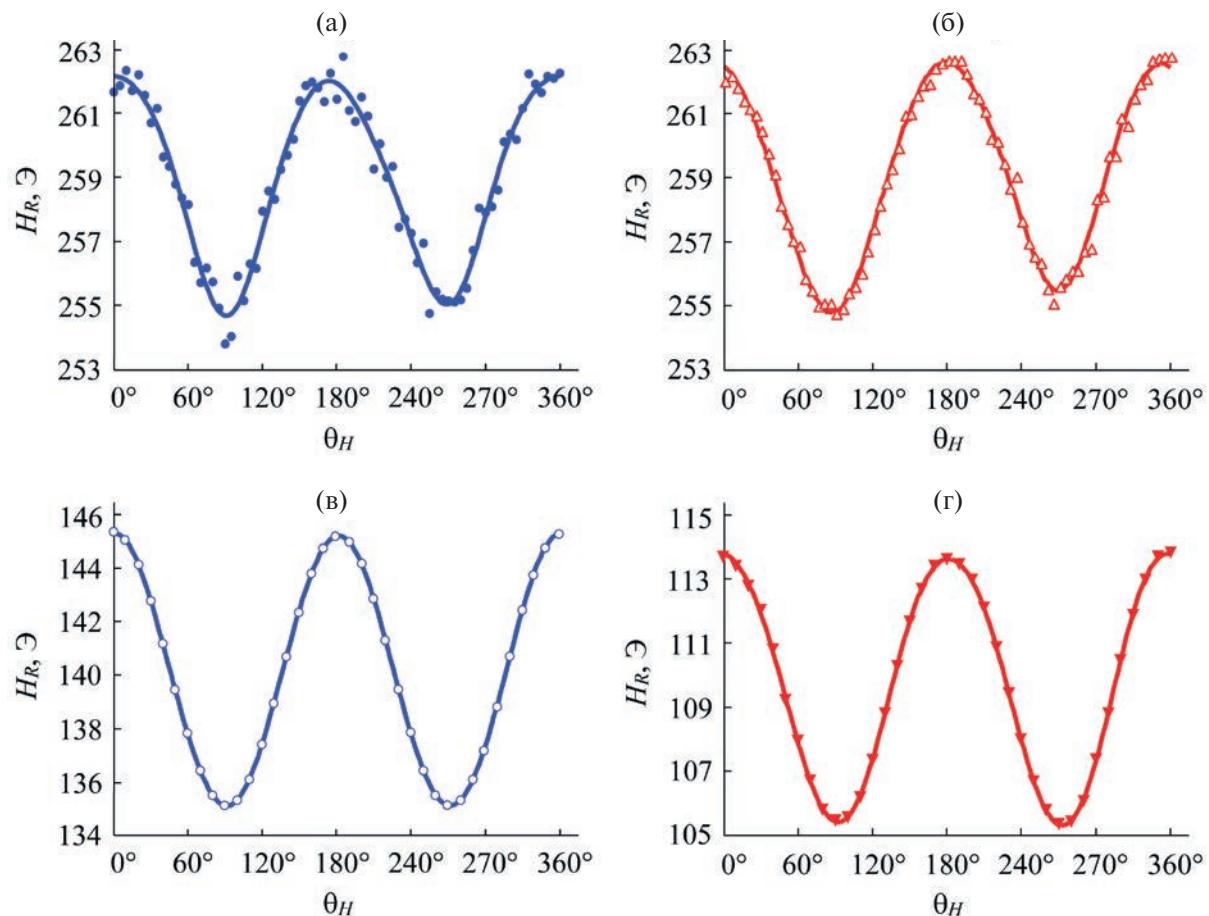


Рис. 7. Зависимости поля ферромагнитного резонанса от угла направления постоянного магнитного поля развертки для ТМП толщиной 2 нм (а, б), 3 нм (в) и 100 нм (г). Спектры (а, в, г) снимались без накоплений, спектр (б) получен усреднением из 9 накоплений.

пенно достигает насыщения. При этом поле анизотропии H_a имеет слабо выраженный максимум при толщине пленки около 15 нм, а ширина линии ФМР ΔH , напротив, имеет минимум в области толщин 25–50 нм.

Важно отметить, что снять зависимость $H_R(\theta_H)$ пленки толщиной 2 нм с использованием прототипа разработанной СВЧ-головки, имеющей круглое отверстие [20], невозможно без накопления сигнала, так как сигнал тонет в шумах. Минимальное количество накоплений, позволяющее записать угловую зависимость резонансного поля с таким же качеством, как на рис. 7а, равно четырем. А для уменьшения разброса точек на зависимости $H_R(\theta_H)$ до уровня, соответствующего рис. 7б, количество накоплений для головки с круглым отверстием требуется не менее 36.

Главным достоинством сканирующего спектрометра ФМР является возможность визуализации распределений неоднородностей магнитных характеристик ТМП по площади образцов, от которых в значительной степени зависят шумы устройств на их основе. Для такой визуализации измеряются угловые зависимости резонансного поля $H_R(\theta_H)$ на каждом локальном участке образца за счет перемещения измерительного отверстия СВЧ-головки с заданными шагами по осям x и y .

Заметим, что в первую очередь шумы зависят от неоднородностей распределения величины и направления одноосной магнитной анизотропии. При этом дисперсия этих величин связана с качеством подложки и с конкретной технологией изготовления пленок, причем эта дисперсия, как правило, растет с уменьшением толщины образцов [1]. Этот факт обусловлен не только материалом и состоянием поверхности подложки (шероховатостью, степенью очистки, наличием или отсутствием буферного подслоя), но и неоднородными упругими напряжениями, возникающими между подложкой и пленкой в процессе ее изготовления, а также градиентными напряжениями, существующими на поверхности пленки при наличии у нее защитного покрытия. Другими словами, пленку невозможно рассматривать в отдельности от подложки. Упругие напряжения и их градиенты, обусловленные подложкой, сильно влияют почти на все магнитные характеристики пленок [34] и, конечно, на одноосную магнитную анизотропию, так как с напряжениями связан один из механизмов ее возникновения [35].

Учитывая сказанное, в качестве тестовых мы выбрали два образца ТМП толщиной 25 нм, изготовленные в одном цикле методом магнетронного распыления мишени из пермаллоя состава $\text{Fe}_{30}\text{Ni}_{70}$, обладающего небольшой положительной магнитострикцией. Напыление проводилось через маску с окнами $10 \times 10 \text{ mm}^2$ на монокристаллические подложки Y-реза из лантан-галлиевого силиката ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$) – лангасита, имеющие толщину 0.5 мм и площадь $12 \times 12 \text{ mm}^2$. На этом срезе монокристалла лангасита коэффициенты теплового расширения в двух ортогональных направлениях существенно различаются: $\alpha_{11} = 5.630$, $\alpha_{33} = 4.079 \text{ мкК}^{-1}$. Именно эти направления в проводимых экспериментах совпадали со сторонами квадратных подложек, изготовленных для исследуемых образцов. Важно отметить, что напыление пермаллоя, имеющего коэффициент теплового расширения значительно больше, чем у лангасита, $\alpha = 11.5 \text{ мкК}^{-1}$, проводилось на подогреваемые до 150 °C подложки. Это необходимо не только для увеличения адгезии пленки с подложкой, но и для уменьшения ширины ее линии ФМР.

Большой научный интерес предоставляет возможность проанализировать распределение полей анизотропии по площади исследуемых пленок в случаях, когда планарное магнитное поле, присущее при напылении, для первого образца (№ 1) направлено вдоль оси подложки с минимальным коэффициентом теплового расширения α_{33} , а для второго (№ 2) – вдоль оси с максимальным коэффициентом теплового расширения α_{11} . Очевидно, что после охлаждения образцов до комнатной температуры, при которой проводились измерения угловых зависимостей полей ФМР, магнитные пленки будут испытывать различные по двум осям растяжения. В этом случае возникающие упругие напряжения в ТМП у образца № 1 должны усиливать одноосную анизотропию, наведенную магнитным полем, а у образца № 2 – ослаблять ее.

Этот факт хорошо подтверждают распределения значений одноосной магнитной анизотропии по площади образцов № 1 и 2, представленные на рис. 8. Здесь же показаны статистические распределения измеренных величин. Угловые зависимости $H_R(\theta_H)$, по которым вычислялись параметры анизотропии, снимались с шагом 5° на сканирующем спектрометре ФМР на частоте СВЧ-головки $f = 2.618 \text{ ГГц}$, имеющей квадратное измерительное отверстие размерами

$0.71 \times 0.71 \text{ мм}^2$. Образцы в эксперименте перемещались с одинаковым шагом 0.5 мм по осям x и y .

Статистические распределения величин одноосной магнитной анизотропии, построенные по измеренным точкам (рис. 8), показывают, что математическое ожидание для образца № 1 $a_1 = 19.5 \text{ Э}$, а для образца № 2 $a_2 = 2.9 \text{ Э}$. При этом дисперсия поля анизотропии у первого образца $\sigma_1 = 0.30 \text{ Э}$, что заметно меньше, чем у второго — $\sigma_2 = 0.39 \text{ Э}$.

Важно отметить, что разработка возможностей и способов увеличения поля одноосной магнитной анизотропии в ТМП является одной из самых важных и актуальных задач современной физики магнитных явлений. С ростом анизотропии, как известно, в магнитных пленках повышается частота естественного ферромагнитного

резонанса, наблюдаемого в отсутствие внешнего постоянного магнитного поля [36]:

$$f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_a (4\pi M_s + H_a)}, \quad (4)$$

а значит, расширяется диапазон частот, в котором способны работать устройства на магнитных пленках.

Отметим, что аналогичные образцы ТМП, осажденные в тех же условиях, но на изотропные подложки из кварцевого стекла, имеющего рекордно малый коэффициент теплового расширения $\alpha = 0.19 \text{ мкК}^{-1}$, обладают одноосной магнитной анизотропией $H_a \approx 8.5 \text{ Э}$, также наведенной постоянным магнитным полем в процессе напыления [35]. Это примерно в два раза меньше, чем в первом образце на подложке из

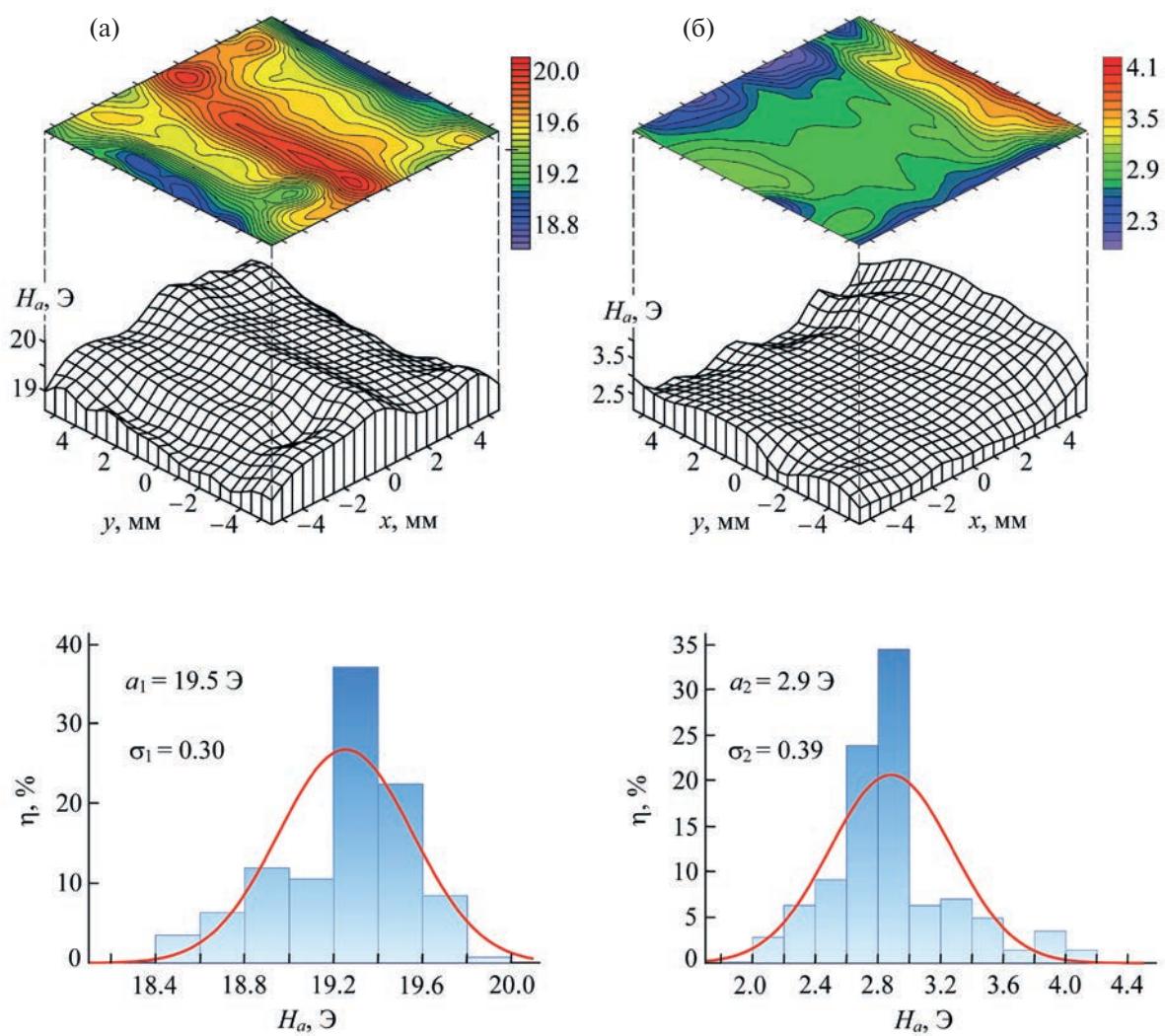


Рис. 8. Распределение полей одноосной магнитной анизотропии по площади образцов №1 (а) и № 2 (б), а также статистическое распределение величин этих полей.

лангасита. Отметим также, что пермаллоевая пленка на подложке из кварца испытывает более сильное растяжение по координатам x и y (являющееся при этом изотропным) по сравнению с образцами на подложках из лангасита, так как у нее температурный коэффициент линейного расширения значительно больше, чем у кварцевого стекла.

На рис. 9 также для образцов № 1 и 2 представлены распределения углов направления одноосной анизотропии, которые показывают, что у второго образца направление анизотропии повернуто примерно на 90° относительно первого образца, у которого направление анизотропии совпадает с направлением постоянного магнитного поля, приложенного в про-

цессе напыления под нулевым углом к стороне подложки. Это говорит о том, что анизотропия, связанная с упругими напряжениями, возникающими в магнитных пленках из-за разности температурных коэффициентов линейного расширения пермаллоя и лангасита, в образце № 2 превышает анизотропию, наводимую магнитным полем. Другими словами, анизотропия, связанная с упругими напряжениями, победила анизотропию, наводимую магнитным полем.

Статистические распределения углов направления одноосной анизотропии, построенные по измеренным точкам (рис. 9), показывают, что математическое ожидание для образца № 1 $a_1 = -0.2^\circ$, а для образца № 2 $a_2 = 87.7^\circ$. При этом дисперсия угла анизотропии у первого образца

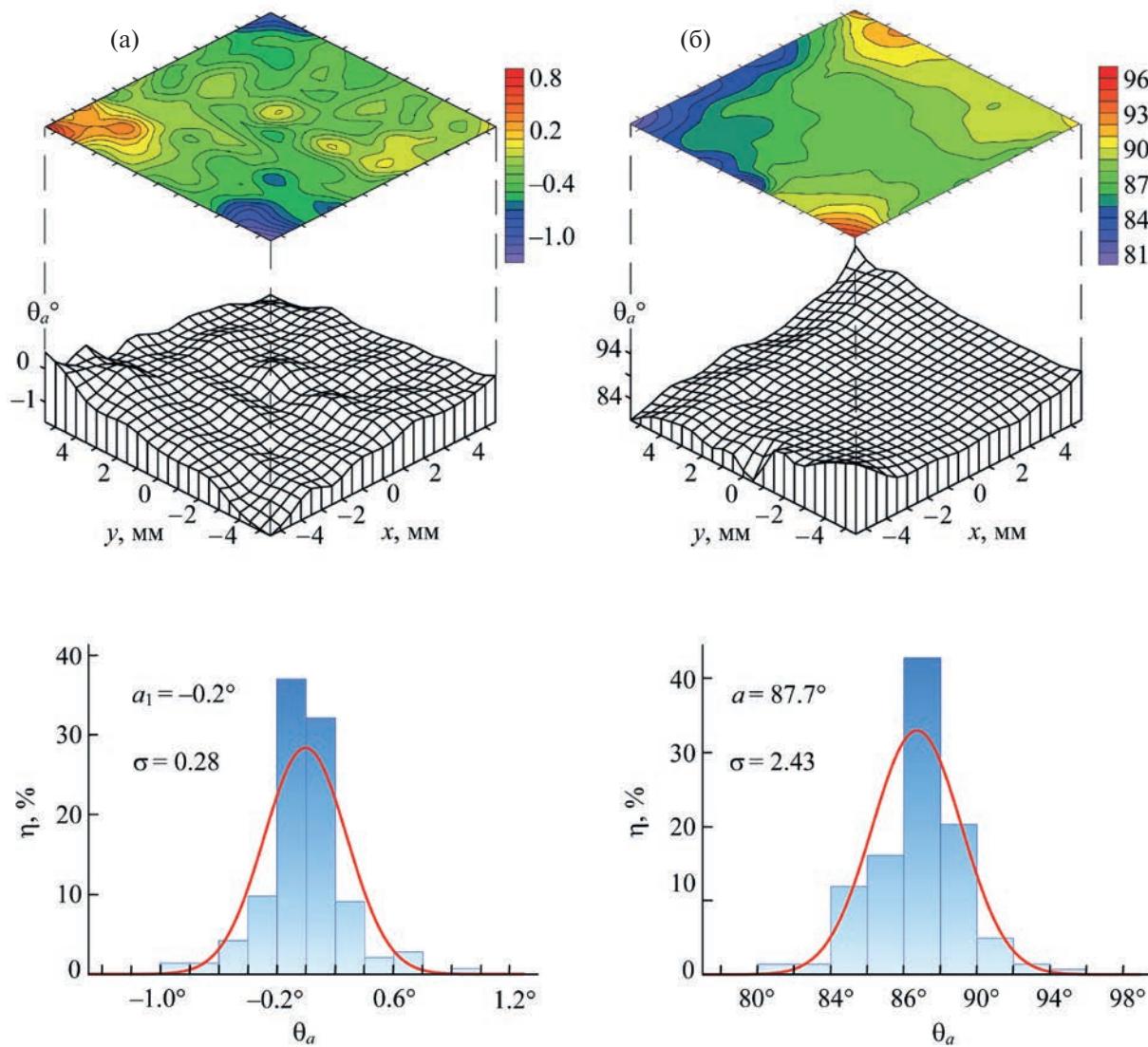


Рис. 9. Распределение углов направления одноосной магнитной анизотропии по площади образцов № 1 (а) и № 2 (б), а также статистическое распределение величин этих углов.

$(\sigma_1 = 0.28)$ значительно меньше, чем у второго $(\sigma_2 = 2.43^\circ)$.

Представленные результаты показывают, что наблюдаемые сравнительно небольшие значения угловой и амплитудной дисперсий одноосной магнитной анизотропии, существующие в реальных ТМП, практически невозможно зарегистрировать с требуемой точностью, измеряя магнитные параметры локальных участков образцов методом ФМР на частотах сантиметрового диапазона длин волн, как это предлагается в работах [1, 16, 17]. Во-первых, в названном диапазоне используются полые волноводные резонаторы с измерительным отверстием в стенке в области пучности высокочастотного магнитного поля, имеющие сравнительно большой объем, а значит, низкий коэффициент заполнения локальным участком измеряемого образца. Во-вторых, в сантиметровом диапазоне не только резонансные поля даже для пермаллоевых пленок становятся слишком большими, достигающими значений порядка 10^3 Э, но и ширина линии ФМР также увеличивается до 10^2 Э, что, очевидно, не позволяет измерять характеристики ТМП с необходимой точностью.

Особый интерес представляют частотные зависимости магнитных характеристик ТМП, снятые на различных частотах измерительной головки. На рис. 10 представлены зависимости от частоты эффективной намагниченности насыщения M_s и ширины линии ферромагнитного резонанса ΔH , измеренные на центральном участке пермаллоевой пленки толщиной

25 нм состава $Fe_{20}Ni_{80}$ с использованием головок с квадратным отверстием $1 \times 1 \text{ mm}^2$ в диапазоне частот 0.7–4.0 ГГц. Видно, что эффективная намагниченность насыщения с ростом частоты монотонно выходит на насыщение, начиная примерно с 2 ГГц ($M_s = 843$ Гс), а на низких частотах аномально увеличивается более чем в 1.6 раза, достигая величины $M_s = 1359$ Гс. На частотах ниже 0.7 ГГц измерить величину M_s не удается, так как на угловых зависимостях $H_R(\theta_H)$ резонансное поле становится меньше нуля при намагничивании пленки вдоль оси легкого намагничивания.

Как и следовало ожидать, ширина линии ФМР линейно увеличивается с ростом частоты (см. рис. 10). Заметим, что величина одноосной магнитной анизотропии и угол направления оси легкого намагничивания практически не зависят от частоты.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в разработанных конструкциях СВЧ-головок для сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса чувствительность увеличена в 3–4 раза по сравнению с прототипом [20] не только из-за миниатюрности задающего колебательного контура в автодинном генераторе и сравнительно большой его собственной добротности, но и благодаря замене круглого измерительного отверстия головки на квадратное. Такая замена существенно повышает однородность распределения высокоча-

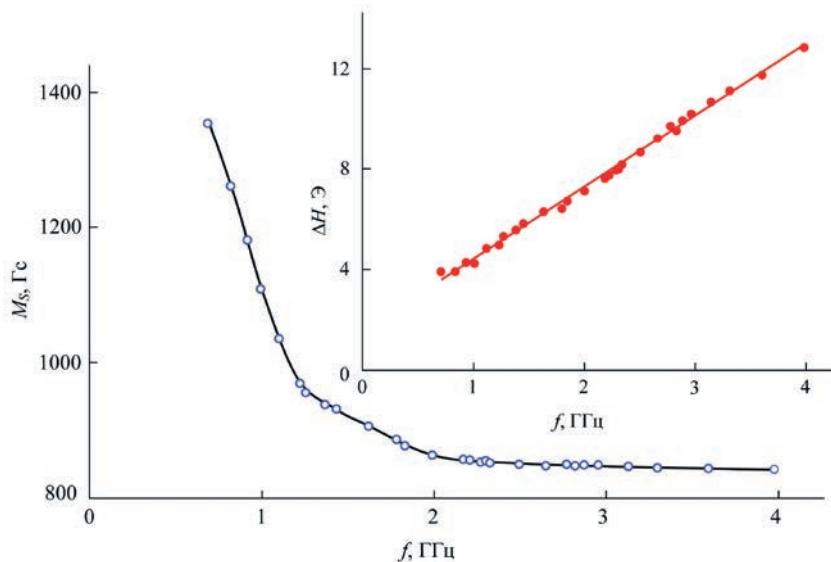


Рис. 10. Частотные зависимости эффективной намагниченности насыщения и ширины линии ФМР центрального участка пермаллоевой пленки $Fe_{20}Ni_{80}$ толщиной 25 нм.

стотного магнитного поля в измерительном отверстии. В результате значительно уменьшаются шумы наблюдаемых сигналов и, соответственно, повышается качество визуализации распределений неоднородностей магнитных характеристик ТМП по площади образцов за счет существенного повышения точности измерения. Степень локальности участков сканирования определяется площадью измерительного отверстия СВЧ-головок в пределах 0.1–2.2 мм. Набор сменных головок позволяет с требуемым шагом перекрыть диапазон частот 0.1–4.0 ГГц, при этом отношение сигнал/шум для головки с площадью отверстия 1.0 мм², измеренное на пермаллоевой пленке толщиной 2 нм, не менее примерно 8 дБ. Эффективность использования разработанных головок для исследования природы образования и особенностей распределения магнитных неоднородностей по площади образцов продемонстрирована на пермаллоевых пленках толщиной 25 нм размерами 10 × 10 мм², осажденных на монокристаллические подложки из лангасита.

Имеющийся набор сменных головок, перекрывающий широкий диапазон частот, особенно важен при исследовании металлических магнитных пленок. Известно, что при исследовании таких пленок на серийно выпускаемых спектрометрах, работающих в сантиметровом диапазоне длин волн на частотах порядка 10¹⁰ Гц, возникают трудности, связанные с малой толщиной скин-слоя, который к тому же дополнительно уменьшается вблизи ФМР из-за роста магнитной проницаемости образца. В результате форма резонансной кривой бывает сильно искажена. Однако использование разработанных головок позволяет значительно понизить частоту накачки без уменьшения чувствительности спектрометра, при этом соответственно увеличивается толщина скин-слоя и названная проблема исчезает.

Высокая точность измерения эффективной намагниченности насыщения, параметров однозадачной магнитной анизотропии и ширины линии ФМР, продемонстрированная на пермаллоевых образцах толщиной 2–100 нм, доказывает перспективность использования разработанных СВЧ-головок в сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса. Представленные в работе результаты, несомненно, будут полезны при решении ряда технологических, технических и многих научных задач, связанных с созда-

нием новых магнитных материалов с заданными свойствами и созданием устройств на их основе.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают глубокую благодарность С.А. Сахарову (ОАО “ФОМОС-Материалс”, Москва) за предоставленную пластину лангасита, из которой изготавливались подложки для ТМП.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках научной тематики госзадания Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суху Р. Магнитные тонкие пленки / Пер. с англ. М.: Мир. 1967.
2. Карпенков С.Х. // Электроника: наука, технология, бизнес. 2000. № 5. С. 26.
3. Пискорский В.П., Валеев Р.А., Королев Д.В., Столянков Ю.В., Моргунов Р.Б. // Труды ВИАМ 2020. № 1 (85). С. 24.
<https://doi.org/10.18577/2307-6046-2020-0-1-24-37>
4. Хлюпов Б.В. // Т-Comm. 2014. № 3. С. 6.
5. Карпенков С.Х. Тонкопленочные магнитные преобразователи. М.: Радио и связь, 1985.
6. Бабицкий А.Н., Блинников Е.П., Владимиров А.Г., Гитарц Я.И., Поляков В.В., Фролов Г.И. // Геофизическая аппаратура. 1991. № 94. С. 21.
7. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Боев Н.М., Скоморихов Г.В., Изотов А.В., Галеев Р.Г. // ПТЭ. 2016. № 3. С. 96. <https://doi.org/10.7868/S0032816216030174>
8. Зубков В.И., Щеглов В.И. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56. № 7. С. 839.
9. Устинов А.Б., Никитин А.А., Калиникос Б.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 9. С. 136.
10. Фетисов Ю.К., Сигов А.С. // РЭНСИТ. 2018. Т. 10. № 3. С. 343.
11. Баранов П.Г., Калашникова А.М., Козуб В.И., Коренев В.Л., Кусраев Ю.Г., Писарев Р.В., Санега В.Ф., Акимов И.А., Байер М., Щербаков А.В., Яковлев Д.Р. // УФН. 2019. Т. 189. № 8. С. 849.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038486>
12. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков Ан.А., Соловьев П.Н., Тюрнев В.В. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 9. С. 7.
<https://doi.org/10.17223/00213411/63/9/3>
13. Solovev P.N., Afonin A.O., Belyaev B.A., Boev N.M., Govorun I.V., Izotov A.V., Ugrymov A.V., Leksikov A.A. // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. 064406.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.064406>

14. Hamida A.B., Sievers S., Pierz K., Schumacher H.W. // J. App. Phys. 2013. V. 114. 123704.
<https://doi.org/10.1063/1.4823740>
15. Tamari S., Tsunegi S., Kubota H., Yuasa S. // Rev. Sci. Instr. 2018. V. 89. 053901.
<https://doi.org/10.1063/1.5022762>
16. Frait Z. // Czech. J. Phys. 1959. V. 9. P. 403.
<https://doi.org/10.1007/BF01557202>
17. Soohoo R.F. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 1276.
<https://doi.org/10.1063/1.1728690>
18. Беляев Б.А., Лексиков А.А., Макиевский И.Я., Тюрнев В.В. // ПТЭ. 1997. № 3. С. 106.
19. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A. // IEEE Sensors Journal. 2005. V. 5. P. 260.
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2004.842293>
20. Беляев Б.А., Боев Н.М., Горчаковский А.А., Галеев Р.Г. // ПТЭ. 2021. № 2. С. 107.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221010249>
21. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. № 4. С. 248.
22. Беляев Б.А., Изотов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. № 3. С. 209.
23. Belyaev B.A., Izotov A.V., Skomorokhov G.V., Solovev P.N. // Mater. Res. Express. 2019. V. 6. 116105.
<https://doi.org/10.1088/2053-1591/ab4456>
24. Беляев Б.А., Боев Н.М., Изотов А.В., Скоморокхов Г.В., Соловьев П.Н. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 1. С. 17.
<https://doi.org/10.17223/00213411/63/1/17>
25. Беляев Б.А., Тюрнев В.В., Изотов А.В. Лексиков А.А. // ФТТ. 2016. Т. 58. № 1. С. 56.
26. Беляев Б.А., Изотов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 1. С. 44.
<https://doi.org/10.7868/S0370274X16010082>
27. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N., Boev N.M. // Phys. Status Solidi Rapid Res. Lett. 2020. V. 14. 1900467.
<https://doi.org/10.1002/pssr.201900467>
28. Solovev P.N., Belyaev B.A., Boev N.M., Skomorokhov G.V. Izotov A.V. // J. Phys.: Condens. Matter. 2024. V. 36. 195803.
<https://doi.org/10.1088/1361-648X/ad258c>
29. Беляев Б.А., Горчаковский А.А., Боев Н.М., Крёков С.Д. Патент на изобретение № 2 816 116 РФ // Опубл. 26.03.2024. Бюл. № 9.
30. Абрагам А., Блини Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Т. I. М.: Мир, 1972.
31. Haschke M., Flock J., Haller M. X-ray Fluorescence Spectroscopy for Laboratory Applications. Weinheim: Wiley-VCH. 2021.
32. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я., Скоморокхов Г.В. // ФТТ. 2008. Т. 50. № 4. С. 650.
33. Изотов А.В., Беляев Б.А. Свид. о гос. рег. прогр. для ЭВМ № 2009616881. 2009.
34. Беляев Б.А., Изотов А.В. // ФТТ. 2007. Т. 49. № 9. С. 1651.
35. Игнатченко В.А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1228.
36. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.039.514.212

МОНИТОРИРОВАНИЕ ФЛЮЕНСА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2025 г. А. Р. Белозерова^{a,*}, В. В. Павлов^a, С. А. Енин^a, Т. И. Чернышева^a

^aНаучно-исследовательский институт атомных реакторов
Россия, 433510, Димитровград, Ульяновская обл., Западное ш., 9

* e-mail: lmni@niiar.ru

Поступила в редакцию 02.07.2024 г.

После доработки 21.08.2024 г.

Принята к публикации 11.09.2024 г.

Описаны техника эксперимента и методики обработки экспериментальных данных при мониторировании контролируемого флюенса быстрых нейтронов энергией больше 0.1 МэВ. Аппроксимация значения флюенса быстрых нейтронов на основе экспериментальных значений флюенса нейтронов с энергиями больше 1 и 3 МэВ, непосредственно измеренных по Nb- и Fe-мониторам, необходима для оценки радиационного повреждения материалов в обоснование обеспечения безопасной эксплуатации ядерных реакторов. Достоверность определения значений флюенса быстрых нейтронов в контролируемых точках облучательного устройства подтверждается сравнительным анализом расчетных и экспериментальных данных.

DOI: 10.31857/S0032816225010179, EDN: GHSDWW

1. ВВЕДЕНИЕ

Статья представляет аналитическое описание техники эксперимента и методик обработки экспериментальных данных при мониторировании контролируемого флюенса быстрых нейтронов. Определение нейтронно-физических характеристик – важный аспект при планировании и проведении экспериментов на исследовательских реакторах. Конструкционные материалы при облучении подвержены радиационному повреждению. Наибольший интерес представляет полученная экспериментальным путем информация о флюенсе быстрых нейтронов, используемая для оценки радиационного повреждения материалов в обоснование обеспечения безопасной эксплуатации ядерных реакторов.

В основе техники эксперимента используется нейтронно-активационный метод [1, 2], наиболее полно удовлетворяющий специфическим условиям измерений (широкий диапазон энергии и интенсивности нейтронного излучения, высокий уровень радиации, повышенные значения температуры, малые габариты и труднодоступность мест измерений и многое другое). В АО ГНЦ НИИАР разработана методология и реализованы

технические средства для нейтронно-дозиметрического сопровождения реакторных экспериментов в широком диапазоне условий облучения при плотности потока быстрых нейтронов до $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при относительной расширенной неопределенности не хуже 11.5% [3].

Эксперименты по реакторным испытаниям материалов сопровождаются периодическими промежуточными инспекциями условий облучения в реакторе. В программе нейтронно-дозиметрического сопровождения реакторных испытаний предусмотрен регламент, включающий в себя контроль флюенса нейтронов на основе показаний мониторов флюенса [4, 5]. Набор нейтронно-активационных детекторов (ДНА) подвергается одновременному облучению в контролируемой точке. Предикторами значения контролируемого флюенса нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ являются пороговые значения флюенса нейтронов с энергиями больше 1 и 3 МэВ, непосредственно измеренные по Nb- и Fe-мониторам с учетом эффективных сечений соответственно.

Цель статьи – описать технику эксперимента по мониторированию флюенса быстрых нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ.

2. НЕЙТРОННО-ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ РЕАКТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Детектор накапливает информацию о потоке быстрых нейтронов в течение всего времени облучения, как правило, в течение нескольких кампаний реактора. Механизм регистрации нейтронов в веществе ДНК основан на косвенном методе, который относится к пассивному методу нейтронного анализа. Процесс регистрации нейтронов начинается при взаимодействии их с ядрами ДНК на основе ядерных реакций, сопровождающих образование продуктов нуклида-монитора, в виде гамма-квантов и рентгеновских лучей, которые регистрируются детектором.

Материалы из железа и ниобия наиболее полно отвечают требованиям для активации ДНК в мониторинге флюенса быстрых нейтронов. Условием проведения таких ядерных реакций, как $^{93}\text{Nb}(n, n')$ ^{93m}Nb – на мониторе из ниobia и $^{54}\text{Fe}(n, p)$ ^{54}Mn – на мониторе из железа, является наличие энергетического порога, а такая ядерная реакция, как $^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$ идет на тепловых нейтронах. Механизм регистрации основан на захвате нейтронов ядрами ^{93}Nb с образованием ^{93m}Nb , который распадается обратно в $^{93}\text{Nb} + \gamma$ с периодом около 16.13 лет. Для второго монитора механизм регистрации основан на захвате нейтронов ядрами ^{54}Fe с образованием ^{54}Mn , который характеризуется позитронной активностью и распадается в $^{54}\text{Cr} + e^+$ с периодом примерно 312.05 сут.

3. ТЕХНОЛОГИЯ И ИНСТРУМЕНТАРИЙ МЕТОДА

Способ определения контролируемого флюенса нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ основан на параметризации спектральной функции с выбором в качестве предикторов пороговых значений флюенсов нейтронов с энергиями больше 1 и 3 МэВ и разделяется на две части:

- экспериментальная часть работы включает в себя активацию детекторов, измерение абсолютных активностей продуктов ядерных реакций и получение активационных интегралов;
- расчетная часть представляет собой применение математических и вычислительных методов получения информации о спектральных коэффициентах из активационных интегралов.

3.1. Экспериментальная часть

Метод активации ДНК обладает по сравнению с другими методами преимуществом по чувствительности к параметрам нейтронного поля в широком интервале энергий (от тепловых

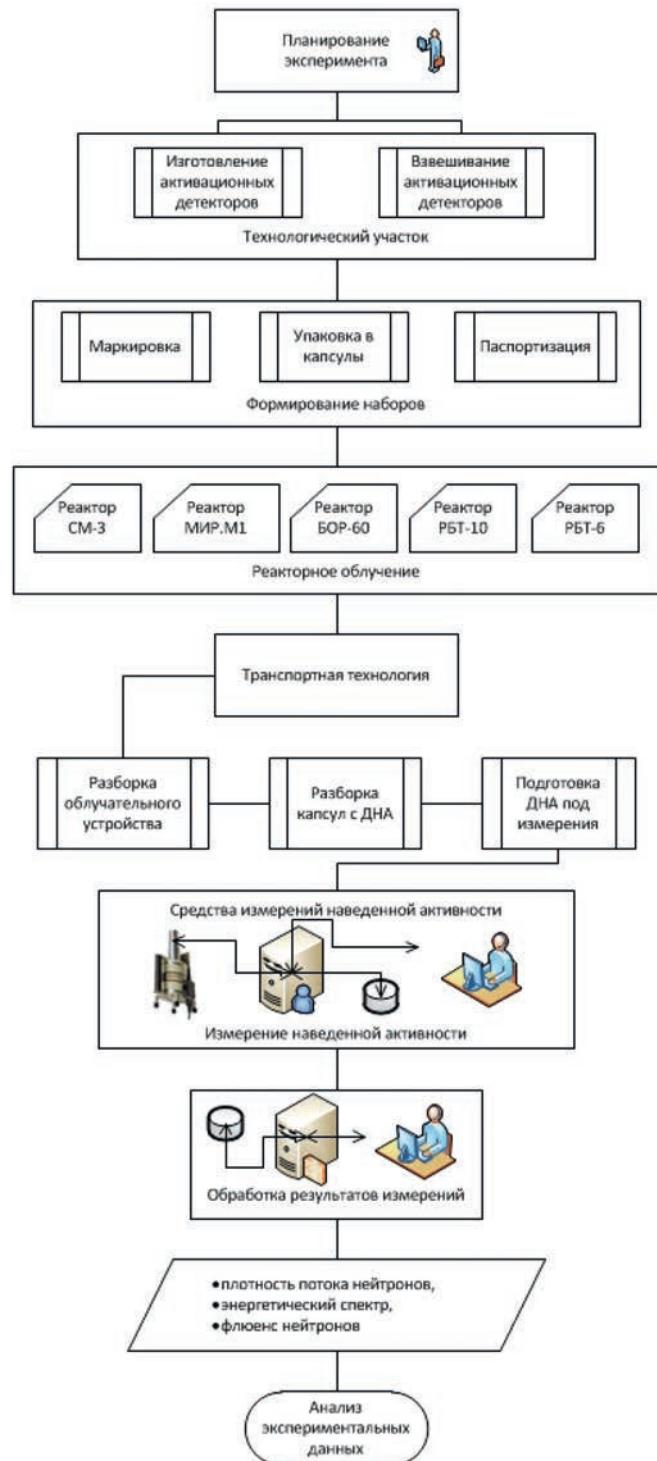


Рис. 1. Структура технологического процесса нейтронно-дозиметрического сопровождения реакторного эксперимента.

нейтронов до нейтронов с энергией 20 МэВ), что дает возможность получать детальные сведения о спектральной функции и спектральных коэффициентах нейтронного поля [6] (показано в разд. 3.2).

3.1.1. Подготовка к эксперименту. Эксперимент по определению плотности потока нейтронов начинается с его планирования согласно структуре технологического процесса как показано на рис. 1, в том числе при разработке активационных детекторов подбирается состав и размеры образцов, которые должны отвечать следующим требованиям.

1. Период полураспада продуктов активации должен быть сопоставим со временем облучения.
2. После облучения активность мониторов должна быть достаточной для регистрации спектрометрическим трактом, но не превышать допустимые нормы радиационной безопасности на рабочем месте.

При установке на одну или несколько кампаний в исследовательский реактор или на одну кампанию в энергетический реактор наиболее эффективными являются мониторы флюенса из железа-54 и ниобия-93 (табл. 1, 2). При использовании ДНЯ толщиной около 0.1 мм и диаметром около 1 мм наведенная активность будет отвечать описанным требованиям.

На этапе подготовки ДНЯ проводят их взвешивание и герметичную инкапсуляцию в кварц, обеспечивающий термическую устойчивость. Типичная масса монитора: 0.3–0.9 мг, поэтому рекомендуется применять весы класса точности не хуже чем Sartorius S4 Supermicro с пределом допустимой погрешности ± 8 мкг.

3.1.2. Подготовка к измерениям активности ДНЯ. Для определения активности ДНЯ применяются спектрометрические тракты – комплексы, состоящие из блока детектирования, анализатора и персонального компьютера для визуализации и обработки данных. Непосредственно измеряемой величиной является количество импульсов фотонного излучения за время экспозиции. Для пересчета количества импульсов в активность радиоизотопа необходимо провести калибровку по энергии и эффективности регистрации излучения.

Для проведения калибровки применяются наборы образцовых спектрометрических источников с хорошо идентифицируемыми пиками полного поглощения (ППП) в спектре. В результате калибровки устанавливается зависимость номера канала от энергии и интегральная нелинейность. Для спектрометра “Эко-ПАК-02-3” зависимость номера канала от энергии линейная, значение интегральной нелинейности

Таблица 1. Ядерно-физические характеристики материалов детекторов

Материал детекторов	Тип ядерной реакции	Эффективное сечение реакции $\sigma_{\text{эфф}}$, мбн	Пороговая энергия нейтронов, МэВ	Массовое содержание, %
Железо	$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$	348	3	5.8(^{54}Fe)
Ниобий	$^{93}\text{Nb}(n, n')^{93m}\text{Nb}$	209	1	100(^{93}Nb)

Таблица 2. Характеристики продуктов реакций активации [7]

Радионуклид	$T_{1/2}$, сут	Постоянная распада λ , 1/с	Абсолютная интенсивность излучения η , %	Энергия излучения, кэВ
^{93m}Nb	$(5.73 \pm 0.22) \cdot 10^3$	$1.36 \cdot 10^{-9}$	$I_{K\alpha} = 9.33$	$I_{K\alpha} = 16.6$
^{54}Mn	312.3 ± 0.26	$2.57 \cdot 10^{-8}$	$I_{\gamma} = 99.98$	$E_{\gamma} = 834.8$
^{59}Fe	44.5 ± 0.01	$1.80 \cdot 10^{-7}$	$I_{\gamma} = 56.5$	$E_{\gamma} = 1099.2$
^{182}Ta	114.74 ± 0.12	$6.99 \cdot 10^{-8}$	$I_{\gamma} = 35.24$	$E_{\gamma} = 1121.3$

составляет $1.24 \cdot 10^{-2} \%$ при максимально допустимом 0.04 %.

Калибровка эффективности¹ проводится для определения абсолютного значения активности нуклида – монитора ДН. В процессе калибровки измеряется количество импульсов в ППП каждого радиоизотопа из набора образцовых спектрометрических источников. Эффективность регистрации определяется по формуле

$$\varepsilon_i = \frac{N_{cp}}{\tau A_0 \exp(-\lambda t) \eta}, \quad (1)$$

где ε_i [имп./фотон] – эффективность регистрации гамма-квантов детектором для данного значения энергии, N_{cp} [имп.] – среднее число импульсов, зарегистрированных в ППП соответствующей энергии, по результатам n измерений, τ [с] – время набора спектра (“живое время” анализатора), A_0 [Бк] – паспортное значение внешнего излучения данной энергии в угол 4π , λ [1/с] – постоянная распада нуклида-монитора – продукта реакции, согласно данным табл. 2; t [сут] – время, прошедшее с момента аттестации источника, η [отн. ед.] – квантовый выход для соответствующего гамма-кванта.

Формулу аналитической зависимости для аппроксимации эффективности регистрации квантов $\varepsilon(E)$ в ППП принимают в виде

$$\varepsilon(E) = e^{P_n(\ln E)},$$

где $\varepsilon(E)$ [имп./фотон] – эффективность регистрации гамма-квантов детектором для данного значения энергии,

$$P_n(\ln E) = \sum_{i=0}^5 p_i (\ln E)^i$$

– ортогональный полином степени $n = 5$, p_i – i -й коэффициент аппроксимации при $i = 0..5$, E [кэВ] – энергия γ -кванта.

Учитывая, что облученные ДН могут иметь различную активность, калибровка по эффективности проводится в различных геометриях измерений $L - R$, обеспечивающих расстояние от источника до верхней стенки криостата по номиналу R [см] $\in [5; 40]$. В связи с небольшими размерами источника, указанными в разделе 3.1.1, при измерении в геометрии $L - 10$ (98.5 мм от криостата детектора) поправка на геометрию источника не вводится – источник считается точечным.

¹ Эффективность – это отношение количества зарегистрированных импульсов к количеству испущенных. Такая зависимость не является линейной.

Важным этапом, предшествующим измерению наведенной активности ДН, является расхолаживание облучательного устройства. Этот процесс позволяет снизить активность короткоживущих радиоизотопов с поверхности капсул для уменьшения дозовой нагрузки на персонал, а также избавиться от нежелательных линий в γ -спектре от облученного монитора. Особенno важен этот процесс для мониторов из ниобия: помимо целевого радиоизотопа ^{93m}Nb образуется ряд других радиоизотопов, которые имеют в спектре пики с близкими или идентичными энергиями испускаемых фотонов (^{95m}Nb и ^{92m}Nb). Кроме того, изотоп ^{95}Nb создает значительную дозовую нагрузку на персонал и оборудование, а также увеличивает мертвое время (время обработки поступающего сигнала) спектрометрического тракта. Характеристики продуктов активации стабильного ниобия представлены в табл. 3 [8].

Таким образом, до начала измерений активности необходима выдержка в 10 периодов полу-распада наиболее значимых изотопов ^{95m}Nb и ^{92m}Nb , что составляет около трех месяцев.

Относительная неопределенность значений активности, согласно аттестованной методике, составляет 6 %. Относительная неопределенность значений флюенса нейтронов составляет 9.3 % [9].

3.1.3. Измерение активности ДН. После облучения и выдержки на измерительном участке производят вскрытие капсул, если только режим облучения не относится к высокотемпературному. При высокотемпературных условиях измерения активности ^{54}Mn проводятся в капсулах [10, 11] для учета радиационного разогрева и возгонки. Идентификация извлеченных мониторов флюенса после вскрытия капсул проводится по гамма-квантам (^{54}Mn , ^{60}Co и т. д.).

Для Nb-ДН также существуют особенности измерения активности, которые связаны с нейтронно-физическими характеристиками реакторного облучения, от которых зависит наработка примесного tantalа на мониторе из ниобия. Тантал – металл, следы которого неотделимо присутствуют в ниобии, в связи с чем вводится поправка на активность tantalа. Стабильный изотоп ^{181}Ta , взаимодействуя с тепловыми нейтронами, образует радиоактивный ^{182}Ta , который способен вызывать флуоресценцию стабильного ^{93}Nb . При этом испускаются кванты электромагнитного излучения с энергией 16.6

Таблица 3. Характеристики продуктов активации ^{93}Nb

Радионуклид	$T_{1/2}$, сут	Энергия излучения E_γ , кэВ	Абсолютная интенсивность излучения I_γ , %	Реакция	Энергия нейтронов, МэВ; сечение, бн
^{93m}Nb	$(5.89 \pm 0.05) \cdot 10^3$	$X_\alpha = 16.48 - 16.58$ $X_\beta = 18.57 - 18.94$	9.33 ± 0.98 1.79 ± 0.18	$^{93}\text{Nb}(n, n')^{93m}\text{Nb}$	Быстрые, $E > 1.0$
^{94}Nb	$(7.41 \pm 0.58) \cdot 10^6$	702.65 ± 0.06 871.09 ± 0.02	99.82 ± 0.002 99.89 ± 0.001	$^{93}\text{Nb}(n, \gamma)^{94}\text{Nb}$	Тепловые, $\delta = 1.15$
^{92m}Nb	10.15 ± 0.02	912.60 ± 0.20 934.44 ± 0.10 $X_\alpha = 15.65 - 15.74$ $X_\beta = 17.62 - 17.96$	1.78 ± 0.10 99.07 ± 0.04 54.41 ± 5.50 9.68 ± 0.98	$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$	Быстрые, $E > 1.0$
^{95}Nb	34.99 ± 0.01	765.8 ± 0.01	99.81 ± 0.01	$^{94}\text{Nb}(n, \gamma)^{95}\text{Nb}$	Тепловые, $\sigma = 15$
^{95m}Nb	3.61 ± 0.03	235.69 ± 0.02 $X_\alpha = 16.48 - 16.58$ $X_\beta = 18.57 - 18.94$	24.83 ± 0.77 35.38 ± 3.62 6.49 ± 0.66	$^{94}\text{Nb}(n, \gamma)^{95m}\text{Nb}$	Тепловые, $\sigma = 0.6$

и 18.6 кэВ, т. е. те же кванты, что испускает интересующий нас ^{93m}Nb . Для исключения влияния этой флуоресценции вводится поправочный коэффициент с учетом измеренной абсолютной активности ^{182}Ta , увеличенной на K_{Ta} , в соответствии с данными табл. 4.

Таблица 4. Поправочный коэффициент K_{Ta} для флуоресценции ^{93}Nb

Реактор	K_{Ta}
СМ-3	2.36 ± 0.20
РБТ-6	2.33 ± 0.18
БОР-60	Пренебрежимо мало

Измерение активности облученных мониторов регистрируется по импульсам в ППП с расшифровкой аппаратурного спектра и обеспечивается набором технических характеристик, которые не хуже параметров гамма-спектрометрических установок “Эко-ПАК-02-3” с коаксиальным детектором из ОЧГ² модели GCD-25185³ и с многоканальным анализатором BOSON фирмы Baltic Scientific Instruments Ltd для гамма-источников и ORTEC GMX10P4-70⁴ с

² ОЧГ – кристалл особо чистого германия, при хранении которого не нужен жидкий азот.

³ Твердотельный детектор коаксиальной конфигурации, обеспечивающая радиальное с осевой составляющей электрическое поле для сбора заряда, влияющего на быстродействие, и с большим чувствительным объемом, обеспечивающим высокую эффективность регистрации гамма-квантов высоких энергий.

⁴ Планарный детектор, состоящий из кристалла с круглым поперечным сечением и толщиной чувствительного слоя 10 мм. Электрическое поле перпендикулярно плоскости поперечного сечения

бериллиевым окошком и с анализатором ORTEC DSPEC 50 для источников рентгеновского излучения.

В гамма-спектрометрии многоканальный анализатор от детектора образует выходные импульсы, амплитуды которых пропорциональны энергии, потерянной фотонами в детектирующей среде. Измерительная система включает метод анализа всех входных импульсов по амплитудам и представления их спектра.

Конечным результатом многоканального анализа является гистограмма (спектр) зарегистрированных выходных импульсов, отсортированных по амплитуде. Спектр амплитуд импульсов представляет собой непосредственное отражение энергетического спектра взаимодействий гамма-квантов в детектирующей среде и составляет спектрометрическую информацию, используемую при определении активности ДНК.

Когда гамма-квант попадает в детектирующую среду, он передает часть или всю свою энергию атомному электрону, высвобождая электрон из его атомной оболочки. Обычно этот освобожденный электрон затем передает свою кинетическую энергию в серии столкновений в детектирующей среде другим атомным электронам. Количество энергии, необходимой для образования пары электрон–ион в детектирующей среде, определяет полный заряд, который образует выходной импульс.

кристалла. Толщина кристалла выбрана с учетом измерений низких энергий в области рентгеновского спектра.

Для обработки спектра применяют различные программы: например, для “Эко-ПАК-02-3” используется ASW-2, а для спектрометра Ortec – Gamma Vision. Функционал программ включает в себя обработку спектров, проведение калибровок по эффективности и энергии, составление скриптов на серии измерений. В соответствии с данными рис. 2 программа Gamma Vision предоставляет данные о площадях пиков, фонового значения этих пиков, а также энергетического разрешения: для энергий 16.6 кэВ и 18.6 кэВ оно составляет 0.67 кэВ и 0.69 кэВ соответственно.

На рис. 3 и 4 приведены примеры обработки ППП с энергиями 835 кэВ (энергетическое разрешение составляет 1.44 кэВ) и 1099 кэВ соответственно изотопов ^{54}Mn и ^{59}Fe средствами программы ASW-2.

Абсолютная активность нуклида-монитора, который является продуктом ядерной реакции на нейтронно-чувствительном нуклиде ДН, рассчитывается по формуле

$$A = \frac{S_\gamma \lambda e^{\lambda t_{\text{выд}}}}{\epsilon(E)\eta(1-e^{-\lambda\tau})}, \quad (2)$$

где A [Бк] – активность индикатора в конце облучения; λ [1/с] – постоянная распада нукли-

да-монитора – продукта реакции в соответствии с табл. 2 (столбец 3); $t_{\text{выд}}$ [с] – время от конца облучения до начала измерения; $E[\text{эВ}]$ – энергия γ -квантов в соответствии с табл. 2 (столбец 5); $\epsilon(E)$ [отсчет/квант] – энергетическая зависимость эффективности регистрации γ -квантов; η [отн. ед.] – квантовый выход с энергией E в соответствии с табл. 2 (столбец 4); τ [с] – длительность экспозиции; S_γ [имп./фотон] – площадь фотопика с поправками на распад за время измерения и геометрические факторы

$$S_\gamma = S_{\text{фп}} k_{\text{сп}} k_{\text{сумм}} k_{\text{геом}} k, \quad (3)$$

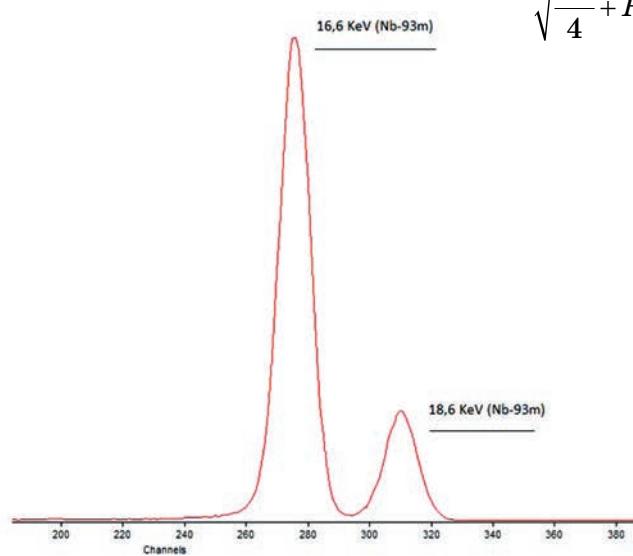
где $S_{\text{фп}}$ [имп./фотон] – измеренная площадь фотопика за вычетом фона.

Для введения поправок в (3) коэффициент самопоглощения вычисляют по формуле

$$k_{\text{сн}} = \frac{\mu_\gamma x \ln(\cos \alpha_0)}{\left(1 - e^{-\frac{\mu_\gamma x \ln(\cos \alpha_0)}{\cos \alpha_0 - 1}}\right)(\cos \alpha_0 - 1)},$$

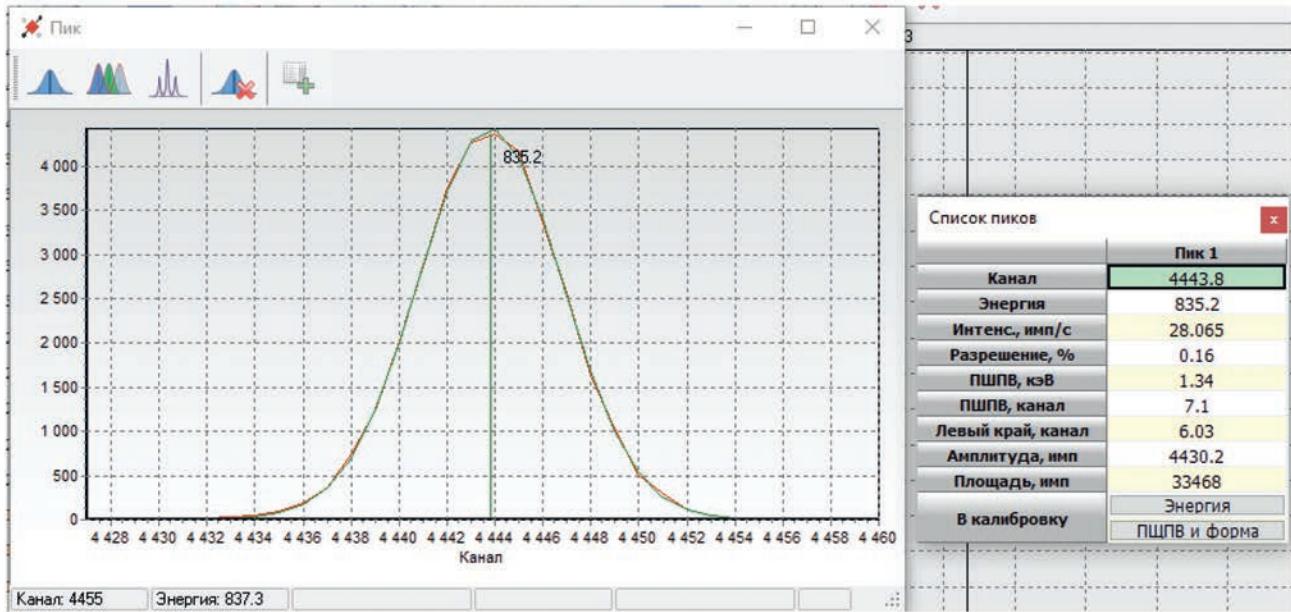
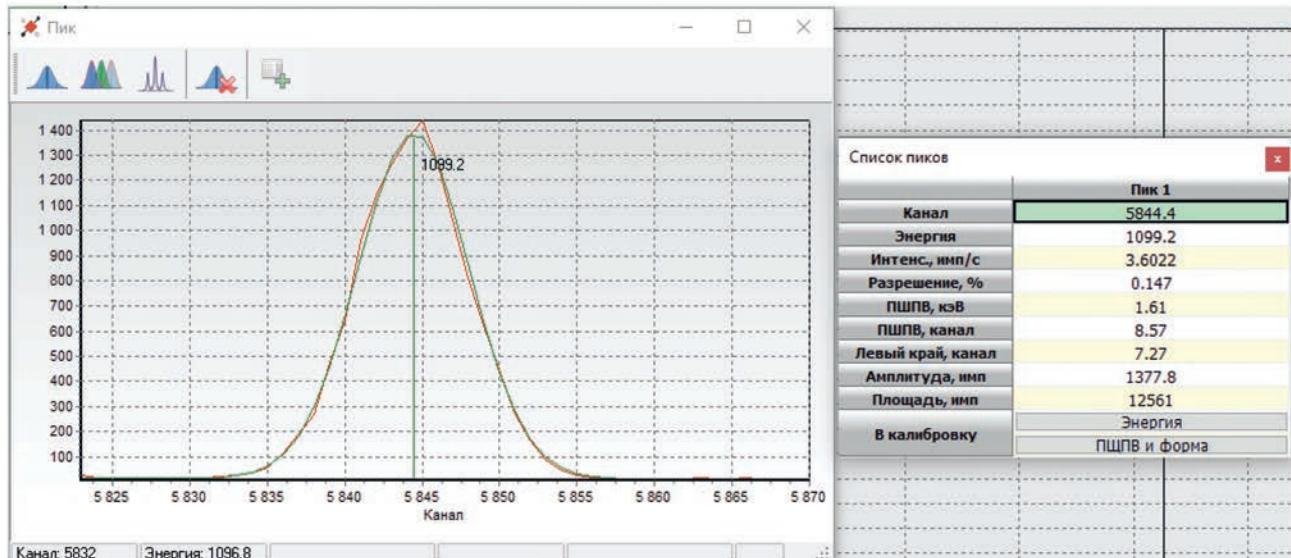
где $k_{\text{сп}}$ – коэффициент самопоглощения, [$\text{г}/\text{см}^2$] – массовая толщина детектора, [$\text{см}^2/\text{г}$] – массовый коэффициент ослабления γ -излучения веществом детектора,

$$\cos \alpha_0 = \frac{H_{\text{эфф}}}{\sqrt{\frac{D^2}{4} + H_{\text{эфф}}^2}}, \quad H_{\text{эфф}} = h_0 + h,$$



Analysis Results Table				
Energy	FWHM (keV)		Area	Background
5,86	0,58	5327	10140	
7,14	0,59	31816	8209	
9,05	0,67	5151	4413	
16,59	0,67	314096	15332	
18,58	0,69	71237	7987	
22,16	0,83	289	1135	
32,19	0,84	386	384	

Рис. 2. Обработка спектра $^{93\text{m}}\text{Nb}$ в программе GvPlot.

Рис. 3. Режим работы с пиком ^{54}Mn в программе ASW-2.Рис. 4. Режим работы с пиком ^{59}Fe в программе ASW-2.

h_0 – расстояние от поверхности спектрометра до эффективного центра регистрации, h – расстояние от источника до поверхности кристалла спектрометра, D – диаметр кристалла детектора, см. Обычно $\mu, \chi \leq 0.1$.

Если γ -кванты испускаются в каскаде, имеется вероятность зарегистрировать их в сумме амплитуд, создаваемых каждым квантами. Это приводит к утечке импульсов из ППП. При регистрации γ -кванта с энергией E_1 , испускаемого в каскаде с γ -квантом энергии E_2 , поправка на суммирование имеет вид

$$k_{\text{сумм}} = \left(1 - p_\gamma(E_2) \bar{W} \frac{\varepsilon(E_2)}{\mathfrak{R}(E_2)} \right)^{-1},$$

где $p_\gamma(E_2)$ – доля γ -квантов с энергией E_2 на распад, \bar{W} – фактор накопления γ -излучения веществом детектора, учитывающий угловую корреляцию γ -квантов ($\bar{W} = 1$ для характеристического излучения, $\bar{W} = 2$ для аннигиляционного излучения), $\mathfrak{R}(E_2)$ – отношение числа импульсов в ППП ко всем зарегистрированным импульсам спектра. Для сравнительно больших расстояний $k_{\text{сумм}} = 1$.

Для приведения всех измеренных активационных индикаторов одной сборки к условиям облучения в единой точке пространства, в которой размещался основной индикатор, вводится геометрическая поправка для i -го индикатора

$$k_{\text{геом}_i} = S_0 / S_i,$$

где S_i – скорость счета импульсов в ППП энергии измеряемых фотонов вблизи i -го индикатора и основного индикатора, приведенные на одно ядро. В качестве основного индикатора следует выбирать один из пороговых индикаторов (например, ^{54}Mn).

Поправка автоматически учитывается, если регистрирующая аппаратура имеет режим “живое” время, k – поправка на “мертвое” время спектрометра:

$$k = \frac{1}{1 - S_{\text{пп}} \theta / \tau},$$

где θ [мкс] – “мертвое” время спектрометра, τ [мкс] – длительность измерения.

Скорость мониторной реакции в расчете на одно ядро нуклида-мишени вычисляется по результатам $n \geq 1$ измерений активности нуклида-монитора ДНК:

$$q_i = \frac{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n A_j}{N \lambda} C_{\lambda, P}, \quad (4)$$

где A_j [Бк] – активность индикатора на конец облучения для i -го измерения, N – количество ядер нуклида-мишени в мониторе (в соответствии со свидетельством на материал для наборов ДНК), λ [1/с] – постоянная распада нуклида-монитора – продукта реакции в соответствии с табл. 2 (столбец 3), $C_{\lambda, P}$ – поправка на историю мощности реактора и локальной мощности, которая учитывает образование и распад продукта реакции активации при изменении плотности потока нейтронов за время облучения в месте облучения детектора:

$$C_{\lambda, P} = \frac{\int_0^\tau P(t) dt}{\int_0^\tau P(t) e^{-\lambda(\tau-t)} dt},$$

$P(t)$ [МВт] – история мощности реактора в хронологическом порядке от календарной даты и времени суток (хронологическая зависимость мощности реактора от времени).

Интегральная плотность потока нейтронов определяется по формуле

$$\Phi_{E_{\text{эфф}}} = \frac{R}{\sigma_{\text{эфф}}},$$

где $E_{\text{эфф}}$ – эффективный порог реакции активации, R – скорость реакции активации, $\sigma_{\text{эфф}}$ – эффективное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами мишени целевых нуклидов в соответствии с данными табл. 1.

3.2. Расчетная часть

Экспериментальное значение скорости реакции активации:

$$\mathfrak{R}_i = \frac{q_i}{\tau_{\text{эфф}}},$$

где q_i [отн. ед.] – скорость пороговой реакции активации ДНК в расчете на одно ядро нуклида-мишени в соответствии с (4), $\tau_{\text{эфф}}$ [с] – эффективное время облучения, определяемое формулой

$$\tau_{\text{эфф}} = \frac{\int_0^\tau P(t) dt}{P_{\text{ном}}},$$

где $P(t)$ – история изменения мощности реактора за время облучения, $P_{\text{ном}}$ – декларированный номинальный уровень мощности реактора, МВт; τ [с] – календарная продолжительность облучения.

Расчетное значение скорости реакции активации R_i [с^{-1}]:

$$R_i = \int_{E_{\text{пор}}^i}^{\infty} \phi(E) \sigma_i(E) dE,$$

где $i = 1, 2, \dots, n$ – индекс пороговой реакции, $\sigma_i(E)$ [бн] – энергетическая зависимость сечения i -й пороговой реакции, $\phi(E)$ [$\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$] – дифференциальный поток нейтронов энергии E , определяемый по формуле

$$\phi(E) = * \phi f(E),$$

ϕ [$\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$] – масштабный множитель, E [эВ] – энергия нейтронов, $E_{\text{пор}}^i$ [эВ] – энергетический порог для нейтронов взаимодействия с ядрами нуклида-мишени для ДНК по пороговой реакции активации.

Аналитическая спектральная функция в конкретной точке реактора представлена набором математических выражений из четырех параметров [12, 13]:

$$f(E) = \begin{cases} P / E^{(1+\alpha)} & E_m < E_f \\ P F E_m^{(0.5+\gamma)} e^{-(E_m/T)} \cdot 10^{-6} & E_f \leq E_m \end{cases}, \quad (5)$$

где $f(E)$ [МэВ⁻¹] – дифференциальная спектральная функция; P – коэффициент мощности, соответствующий порядку масштабного множителя

* φ [отн. ед.], характеризует значение мощности облучения; α [отн. ед.] – поправочный коэффициент для отклонения от ферми-спектра, F [отн. ед.] – коэффициент пропорциональности для быстрого спектра, γ [отн. ед.] – коэффициент

отклонения быстрого спектра от максвелловского спектра деления, задает зависимость от T в виде

$$\gamma = \frac{T}{1.26} - 0.5;$$

$T = 1.290$ МэВ – параметр распределения Максвелла для ^{235}U , E [эВ] и E_m [МэВ] – энергия ней-

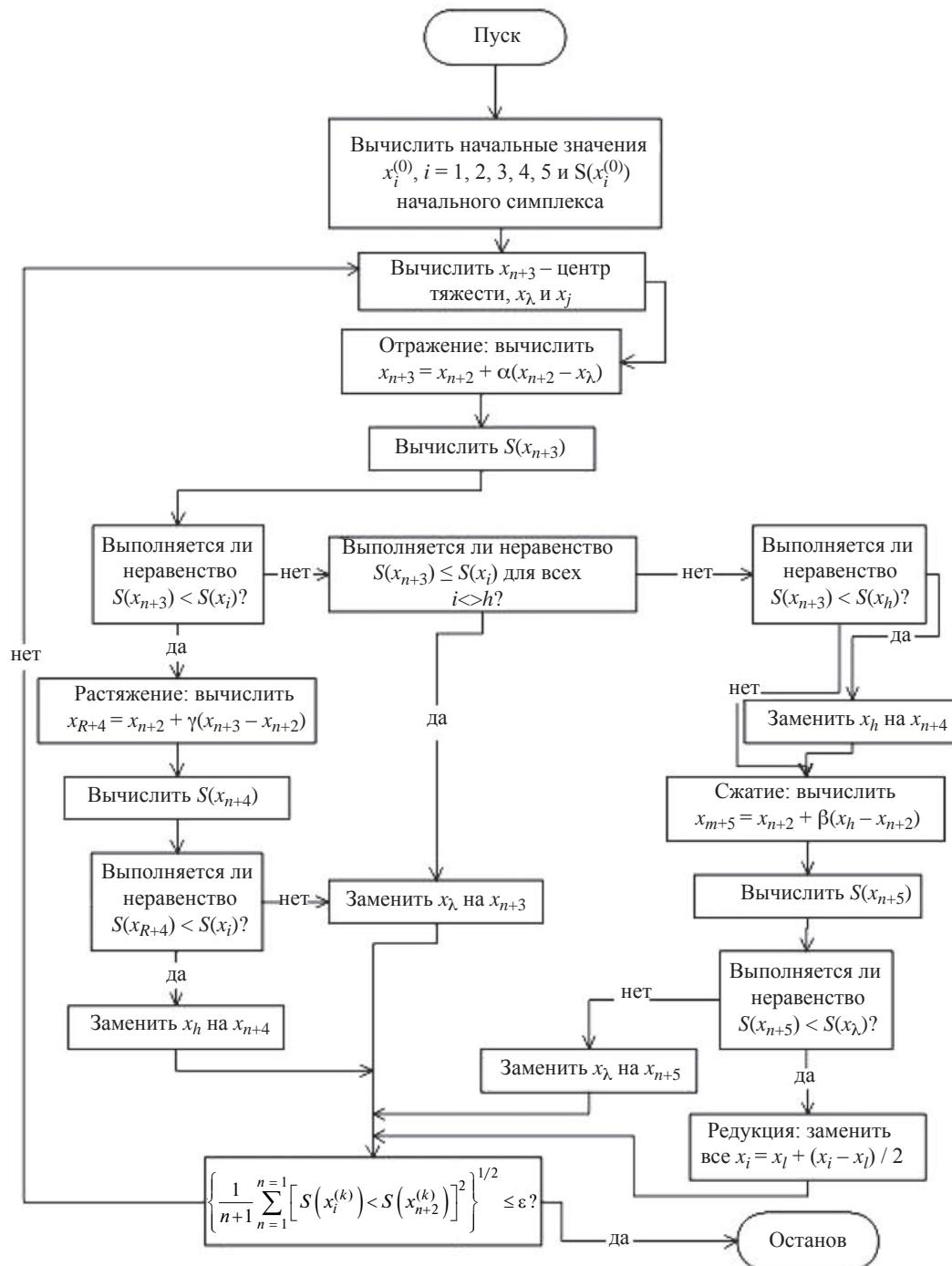


Рис. 5. Блок-схема параметризации спектральной функции методом оптимизации.

тронов ($E = E_m \cdot 10^{-6}$), E_f [МэВ] – энергия деления источника нейтронов, определяемая формулой

$$E_f = 0.63(0.5 + \gamma).$$

Параметры для восстановления спектральных коэффициентов определяются строго из активационных интегралов согласно блок-схеме рис. 5 [14].

Спектральная функция в конкретной точке реактора представлена набором математических выражений (5). Для расчетного определения параметров спектров $\{P, \alpha, F, \gamma\}$ используется целевая функция вида

$$S(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^M \left(1 - \frac{R_i(\mathbf{x})}{\mathfrak{R}_i} \right)^2,$$

где $M = 3$ – количество дозиметрических реакций, A_i – скорость реакции i -го детектора, измеренная методом нейтронно-активационного анализа; \mathbf{x} – вектор параметров, $\mathbf{x} = [x_1, x_2, x_3, x_4]^T$, динамически пересчитывается в физические параметры аппроксимации спектральной функции по следующему набору формул:

$$\begin{aligned} P &= 10^7 \cdot \frac{1}{1 + e^{-x_1}}, \quad \alpha = 0.6 \cdot \frac{1}{1 + e^{-x_2}}, \\ F &= 2 \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{1 + e^{-x_3}}, \quad \gamma = 0.2 \cdot \frac{1}{1 + e^{-x_4}}, \end{aligned}$$

$n = 4$ – число искомых параметров, $R_i(\mathbf{x})$ – теоретически рассчитанная скорость реакции i -го детектора на основе аналитической аппроксимации (12) в энергетическом диапазоне $2.15 \cdot 10^{-1} - 1.05 \cdot 10^{-7}$ эВ в соответствии с формулой

$$R_i(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^L (\sigma_{ij} f(E_j) (E_{j+1} - E_j)),$$

$L = 30$ – количество всех энергетических групп, σ_{ij} [бн] – средняя величина сечения активации i -го детектора в j -й энергетической группе согласно библиотеке ядерных данных, ΔE_j – интервал j -й энергетической группы, определяется по формуле

$$\Delta E_j = E_{j+1} - E_j.$$

Набор параметров P, α, F, γ определяются алгоритмически [12] в соответствии с блок-схемой рис. 5. Спектральные коэффициенты поля нейтронов $g_{1 \rightarrow 0,1}$ и $g_{3 \rightarrow 0,1}$ определяются по формулам

$$g_{1 \rightarrow 0,1} = \frac{\Phi_{0,1}}{\Phi_1}, \quad g_{3 \rightarrow 0,1} = \frac{\Phi_{0,1}}{\Phi_3},$$

где Φ_1 [см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$] – плотность потока нейтронов с энергией больше $E = 1$ МэВ,

$$\Phi_1 = \int_1^\infty f(E) dE,$$

Φ_3 [см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$] – плотность потока нейтронов с энергией больше $E = 3$ МэВ,

$$\Phi_3 = \int_3^\infty f(E) dE,$$

$\Phi_{0,1}$ – плотность потока нейтронов с энергией больше $E = 0.1$ МэВ, определяемая формулой

$$\Phi_{0,1} = \int_{0,1}^\infty f(E) dE.$$

После определения двух значений $\Phi_{0,1}$ результат обобщается как средневзвешенное:

$$\Phi_{0,1} = \frac{\omega_1 g_{1 \rightarrow 0,1} \cdot \Phi_1^3 + \omega_2 g_{3 \rightarrow 0,1} \cdot \Phi_3^3}{\omega_1 + \omega_2},$$

где ω_1, ω_2 – весовые коэффициенты [9, 10], определяемые по формулам

$$\omega_1 = 1/\tau^2(\Phi_1), \quad \omega_2 = 1/\tau^2(\Phi_3),$$

где $\tau(\phi)$ – погрешность определения плотности потока нейтронов Φ_E с энергией больше 1 МэВ и 3 МэВ соответственно, Φ_1^3 и Φ_3^3 – экспериментальные значения плотности потока нейтронов с энергией больше 1 МэВ и 3 МэВ соответственно, определяются по формулам

$$\Phi_1^3 = \frac{R_1}{\sigma_1^3}, \quad \Phi_3^3 = \frac{R_2}{\sigma_2^3}.$$

Флюенс нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ определяется по формуле

$$F_{t_{0,1}} [\text{см}^{-2}] = \Phi_{0,1} \tau_{\text{эфф}}.$$

4. ВЫВОДЫ

Описаны техника эксперимента и гамма-спектрометрическая аппаратура, методы анализа и обработки экспериментальных данных при мониторировании флюенса быстрых нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ.

Ежегодно наборы ДНА из железа и ниобия успешно применяются в мониторинге флюенса быстрых нейтронов для ключевой оценки радиационного повреждения материалов в обеспечение безопасной эксплуатации ядерных реакторов АО ГНЦ НИИАР. Достоверность определения значений флюенса быстрых нейтронов с энергией более 0.1 МэВ в контролируемых точках облучательного устройства подтверждается сравнительным анализом расчетных и экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ломакин С.С., Петров В.И., Самойлов П.С.* Радиометрия нейтронов активационным методом. М.: Атомиздат, 1975.
2. *Климентов В.Б., Копчинский Г.А., Фрунзе В.В.* Активационные измерения потоков и спектров нейтронов в ядерных реакторах. М.: Издательство стандартов, 1974.
3. *Белозерова А.Р., Павлов В.В., Енин С.А., Чернышева Т.И.* // XVI Международное совещание “Проблемы прикладной спектрометрии и радиометрии” им. В.Н. Даниленко. Сб. тезисов. Солнечногорск: компания ЛСРМ, 2023.
4. *Теллин А.И., Белозерова А.Р., Павлов В.В., Чернышева Т.И.* Научный годовой отчет АО ГНЦ НИИАР. 2016. Сб. статей / Под ред. В.В. Калыгина. Димитровград: АО ГНЦ НИИАР, 2017. http://www.niiar.ru/sites/default/files/godovoy_nauchnyy_2016_sayt_2.pdf
5. *Белозерова А.Р., Павлов В.В., Чернышева Т.И., Енин С.А.* // Сб. трудов АО ГНЦ НИИАР. 2018. № 3. С. 17. <http://niiar.ru/publishing/collected-works/archive/item/5236>
6. *Брискман Б.А., Генералова В.В., Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С.* Внутриреакторная дозиметрия: практическое руководство. М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. OECD NEA Data Bank. https://www.oecd-nea.org/jcms/pl_39910/janis
8. *Рязанов Д.К.* Спектрометрия и дозиметрия нейтронов на исследовательских реакторах: монография. Димитровград: ДИТИ НИЯУ МИФИ, 2013.
9. *Белозерова А.Р., Енин С.А., Павлов В.В., Чернышева Т.И., Миннебаев М.И.* Научный годовой отчет АО ГНЦ НИИАР. 2021. Сб. статей / Под ред. В.В. Калыгина. Димитровград: АО ГНЦ НИИАР, 2022. С. 51.
10. *Енин С.А., Павлов В.В., Белозерова А.Р., Чернышева Т.И.* // Тезисы докладов XI конференции по реакторному материаловедению. АО ГНЦ НИИАР, 2019. Димитровград: АО ГНЦ НИИАР, 2019. С. 194.
11. *Енин С.А., Павлов В.В., Белозерова А.Р., Чернышева Т.И., Миннебаев М.И.* Научный годовой отчет АО ГНЦ НИИАР. 2022. Сб. статей. Димитровград: АО ГНЦ НИИАР, 2023. С. 63.
12. *Wang Y.-Q., Kobayashi K., Li Z.-H., Kimura I.A.* // Reactor dosimetry: radiation metrology and assessment. Proceedings of the 10-th International Symposium, 12–17 Sept. 1999. P. 516. 2001. <http://doi.org/10.1520/stp13637s>
13. *Веселкин А.П., Егоров Ю.А., Емельянов И.Я. и др.* Спектры быстрых нейтронов: Атлас. М.: Атомиздат, 1970.
14. *Химмельблau Д.* Прикладное нелинейное программирование. М.: МИР, 1975.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 533

ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗАТОР
ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

©2025 г. В. Н. Алферов^{a,*}, Д. А. Васильев^a

^a Институт физики высоких энергий им. А.А. Логунова Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”

Россия, 142281, Протвино, Московская обл., пл. Науки, 1

* e-mail: Vladimir.Alferov@ihep.ru

Поступила в редакцию 27.05.2024 г.

После доработки 13.09.2024 г.

Принята к публикации 14.10.2024 г.

Описан датчик анализа состава бинарной газовой смеси с помощью акустического резонатора на основании зависимости скорости звука в газе от его молекулярной массы. Для анализа состава смеси необходимо иметь в распоряжении один из газов в чистом виде. В этом случае погрешность измерения не хуже 10^{-4} . В качестве референсной также можно использовать смесь с известным составом.

DOI: 10.31857/S0032816225010181, EDN: GHVRWJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Акустические анализаторы предназначены, как правило, для определения концентрации примеси в основном газе. Действие акустических анализаторов основано на использовании зависимости скорости звука от молекулярной массы газа. Скорость звука v рассчитывается по следующей формуле:

$$v = \sqrt{\gamma RT / M},$$

где γ – показатель адиабаты ($\gamma = C_p/C_v$), C_p – теплоемкость газа при постоянном давлении, $C_v = C_p - R$ – теплоемкость газа при постоянном объеме, M – молекулярная масса газа, R – универсальная газовая постоянная, T [К] – температура газа.

При детектировании небольших количеств примесного газа к основному можно пользоваться упрощенным способом расчета. Если мы знаем молекулярную массу основного и примесного газов, то скорость звука в основном газе в присутствии примесного в первом приближении может быть представлена следующей формулой:

$$C_\chi = \sqrt{\frac{RT}{\chi \left(\frac{M}{\gamma} \right)_{\text{пр}} + (1-\chi) \left(\frac{M}{\gamma} \right)_{\text{осн}}}},$$

где χ – относительная концентрация примеси.

В анализаторе, основанном на акустическом резонаторе, частота резонанса пропорциональна скорости звука, появление примеси вызывает измеряемое отклонение частоты.

2. КОНСТРУКЦИЯ АНАЛИЗАТОРА

Конструкция анализатора в основном повторяет устройство ранее разработанного датчика наличия водорода в атмосфере мишени станции, разработанной ИФВЭ НИЦ “Курчатовский институт” для циклотрона ускорителя С-70, обеспечивающего наработку медицинских изотопов [1]. В ее основе лежит запатентованный полуволновой резонатор с диаметром, немного меньшим его длины, добротностью около 300 на воздухе и диффузионным заполнением [2]. Схематически анализатор приведен на рис. 1.

Для диффузионного заполнения в середине высоты в пучности скорости имеются отверстия 2 диаметром около 3 мм. На торцах резонатора установлены излучатель 3 и микрофон 4, которые сообщаются с полостью резонатора через отверстия 5 диаметром около 2 мм.

Излучатель и микрофон включены в цепь обратной связи автогенератора 6, реализованного на микросхеме ГУН 1561ГГ1. Температура контролируется двумя платиновыми датчи-

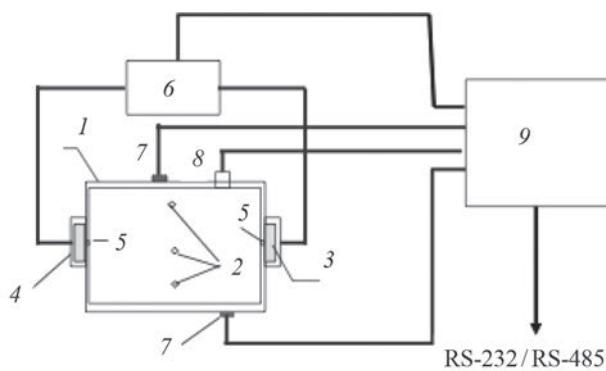


Рис. 1. Блок-схема акустического анализатора: 1 – корпус резонатора, 2 – отверстия для конвекции, 3 – электродинамический излучатель, 4 – электретный микрофон, 5 – отверстия для излучателя и микрофона, 6 – автогенератор, 7 – основной и контрольный датчики температуры, 8 – датчик влажности, 9 – контроллер.

ками 7. Автогенератор возбуждается на частоте около 5 кГц в атмосфере чистого сухого воздуха, частота измеряется один раз в секунду течение 0.1 с в блоке измерения и управления 9. Частота измерительного кварцевого генератора регулярно проверяется подачей на измерительный канал опорной частоты известной величины, реализованной на микросхеме двоичного счетчика с кварцевым резонатором; корректный результат является признаком исправности электроники.

В стабильных условиях по температуре и составу газа нестабильность показаний частоты резонанса не превышает 10^{-5} .

Из приведенной формулы для скорости звука в газе следует: если мы знаем измеренную резонансную частоту одного из двух чистых газов с известной молекулярной массой и постоянной адиабаты при известной температуре, то можем вычислить резонансную частоту любой смеси этих газов при любой температуре.

При измерениях в газах с небольшой долей примесей (единицы процентов) не имеет большого значения точность настройки частоты автогенератора на частоту резонанса; относительное содержание примеси равно удвоенному относительному изменению частоты автогенератора по отношению к частоте в атмосфере чистого основного газа. В остальных случаях для определения доли примеси необходимо знать молекулярную массу и постоянную адиабаты смеси газов, характеризуемую резонансной частотой резонатора, которая также зависит и от температуры.

Проблема измерения резонансной частоты состоит в том, что измеряемая частота автогенератора на примененной в анализаторе микросхеме 1561ГГ1 совпадает с резонансной частотой резонатора, только если это собственная частота автогенератора. Для более тяжелого газа (с учетом постоянной адиабаты) она выше, а для более легкого – ниже резонансной частоты. Это проиллюстрировано на рис. 2 для смеси воздуха с фреоном 22.

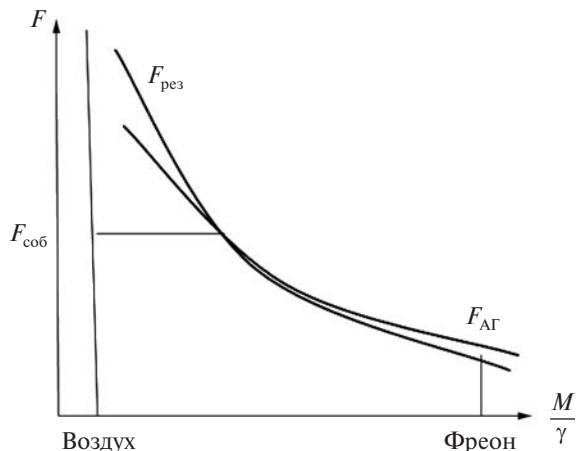


Рис. 2. Резонансная частота резонатора $F_{\text{рез}}$ и частота автогенератора F_{AG} .

Таким образом, для расчета молекулярной массы смеси газов необходима трехмерная картина зависимостей резонансной частоты резонатора от частоты автогенератора при разных температурах. Температурные зависимости снижаются в климатической камере с подачей газа снаружи. Резонансная частота определяется по максимуму сигнала с резонатора при возбуждении его от стороннего генератора и контроле электроникой прибора. Второй способ определения резонансной частоты состоит в настройке собственной частоты автогенератора таким образом, чтобы частота не менялась при подключении резонатора. Погрешность настройки обоими методами можно оценить в ± 1 Гц.

Аппроксимация данных облегчается следующими обстоятельствами. Из формулы для скорости звука в газе и, соответственно, резонансной частоты резонатора следует, что для любой молекулярной массы газа произведение $F_{\text{рез}} \sqrt{M/\gamma}$, не зависит от молекулярного веса, оно зависит только от температуры (рис. 3). Точно так же частное от деления резонансной частоты на квадратный корень из абсолютной температуры $F_{\text{рез}}/\sqrt{T}$ не зависит от температуры. С учетом

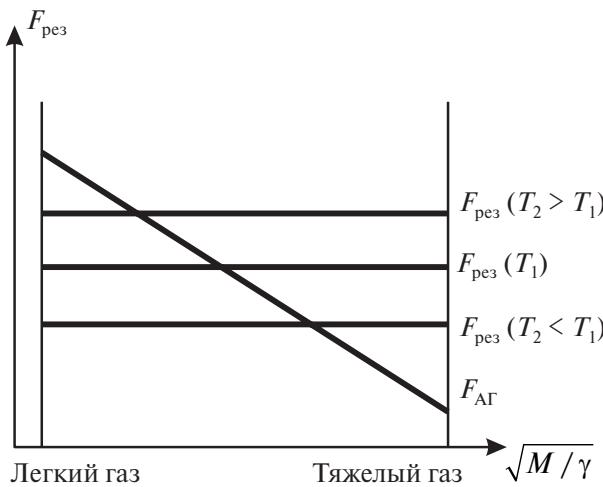


Рис. 3. Зависимости резонансной частоты от $\sqrt{M / \gamma}$ при разных температурах.

этого погрешность определения резонансной частоты можно снизить до долей Гц, и, соответственно, погрешность определения молекулярной массы уменьшится до сотых долей процента.

Фазовый диапазон захвата ФАПЧ микросхемы 1561ГГ1 составляет $\pm 90^\circ$ между выходным и входным сигналами. Поэтому собственную частоту автогенератора целесообразно выбирать посередине между резонансными частотами чистых газов, как это и показано на рис. 2.

Важно использовать излучатель с низкой индуктивностью катушки возбуждения, например излучатель наушников-вкладышей, так как именно индуктивность ограничивает частотный диапазон автогенератора. Такая конфигурация прибора позволила измерять молекулярную массу смеси от фреона 22 ($M = 86.4$) до 50-процентной смеси воздуха с гелием. Результирующая погрешность измерения составила 0.025%.

Прибор связывается с компьютером по линиям RS-232 или RS-485. Внешний вид (такой же, как и у датчика водорода из работы [1]) приведен на рис. 4.

Сравним описываемый прибор с датчиками, анализирующими различные газовые смеси, основанными на других физических принципах.

Среди самых точных методов определения состава газовой смеси наиболее распространены хроматография и спектроскопия. Так, газовый хроматограф РД 34.46.303-98 [3] обеспечивает предел обнаружения определяемых в масле газов не выше 0.00005% для ацетилена и 0.0001% для метана, этилена и этана.

Фурье-спектрометры в ИК-диапазоне [3] также могут эффективно использоваться для



Рис. 4. Внешний вид газоанализатора.

многокомпонентного газового анализа. Чувствительность для ацетилена достигает 0.00005%. Но ИК-метод не позволяет детектировать инертные и двухатомные газы, такие как O_2 и N_2 , молекулы которых состоят из одинаковых атомов.

Кроме того, приборы, использующие эти принципы, относятся к типу лабораторных, их работа связана с пробоотбором и подготовкой измерений. Они не могут быть использованы для непрерывных измерений.

Наиболее точные приборы непрерывного анализа используют следующие методы измерений:

- электрохимический [4], погрешность измерения $\pm 1.5\%$;
- термокондуктометрический [5], основная погрешность $\pm 2\%$;
- фотоионизационный [6], погрешность и воспроизводимость измерений $\pm 10\%$;
- оптический флюoresцентный [7], погрешность измерений $SO_2 \pm 20\%$;
- оптический абсорбционный [8], пределы допускаемой основной погрешности $\pm 10\%$ (в диапазоне от 50 до 100% НКПР).

Наиболее точным оказывается газовый анализатор BGA244 [9]; он, как и описанный в настоящей статье, использует акустический принцип измерения. В нем не употребляется опорный газ, а измерения термодинамических свойств газовых смесей (скорости звука, температуры и давления газа) проводят порознь. Погрешность измерения состава меньше 0.1%. Скорость измерений – 4 пробы/с.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и изготовлен широкодиапазонный акустический анализатор двухкомпонент-

ной газовой смеси. Он обеспечивает непрерывный режим измерений с чувствительностью 0.025% и не нуждается в периодической поверке.

Опытная версия прибора используется для измерения состава смеси воздух – фреон 22 в физическом эксперименте. В нем резонатор с датчиком температуры вынесен из прибора в объем с тестируемым газом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Ю.А. Хохлова за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алферов В.Н., Васильев Д.А. Акустический газоанализатор. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 148.
2. Меньшиков В.Г. Акустический газоанализатор. Патент SU № 853520. 1981.
3. <https://www.rosteplo.ru/>
4. <https://granat-e.ru/>
5. <https://www.geo-ndt.ru/>
6. <http://www.metr-k.ru/>
7. <https://www.optec.ru/>
8. <http://www.gasdetecto.ru/>
9. <https://www.optec.ru/>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 629.7.052

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛА ТАНГАЖА ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА
В СИСТЕМАХ НАВИГАЦИИ ПО СИГНАЛАМ РАДИОМАЯКА

© 2025 г. В. Л. Гулько^a, А. А. Мещеряков^a, Н. К. Блинковский^{a,*}

^a Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 40

* e-mail: nkblink@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.06.2024 г.

После доработки 12.07.2024 г.

Принята к публикации 11.09.2024 г.

Рассмотрен поляризационно-модуляционный метод определения угла тангажа летательного аппарата по излученным горизонтально-поляризованным сигналам радиомаяка. Поляризационный модулятор выполнен в виде фарадеевского вращателя плоскости поляризации принятых сигналов радиомаяка и установлен в СВЧ-тракте бортовой приемной антенны. Угол тангажа определяется по фазе второй гармоники частоты вращения плоскости поляризации, содержащейся в спектре огибающей выходного сигнала приемника. Описан макет экспериментальной установки, реализующей этот метод. Приведены экспериментальные результаты измерения угла тангажа летательного аппарата и получены оценки точности измерений.

DOI: 10.31857/S0032816225010196, EDN: GHXDUD

1. ВВЕДЕНИЕ

В существующих системах навигации по сигналам радиомаяка (PMC) такие навигационные элементы летательного аппарата, как крен и тангаж, не измеряются [1, 2]. Традиционно в практической навигации для их измерения используются дорогостоящие бортовые автономные гирокопические системы ориентации [3], в которых с течением времени происходит постоянное накопление ошибок измерений [3, 4]. Перспективным направлением совершенствования бортового навигационного оборудования является разработка комплексных систем навигации, объединяющих в своем составе как радиотехнические, так и не радиотехнические системы определения одних и тех же навигационных элементов [4]. В работах [5, 6] предлагаются радиотехнические методы измерения навигационных элементов летательного аппарата (ЛА). Рассматриваются поляризационно-амплитудный [5] и поляризационно-модуляционный [6] методы измерения угла крена, основанные на использовании горизонтально-поляризованных сигналов радиомаяка; не исследуется возможность изме-

рения угла тангажа ЛА. В работе [7] предложен поляризационно-амплитудный метод определения угла тангажа ЛА с использованием векторных свойств сигналов радиомаяка. Суть метода заключается в том, что радиомаяк из точки с известными координатами излучает горизонтально-поляризованные сигналы, вектор напряженности электрического поля которых лежит в горизонтальной плоскости. На борту ЛА приемная антенна осуществляет боковой по отношению к направлению движения прием сигналов радиомаяка в линейном поляризационном базисе (ЛПБ). Угол тангажа ЛА определяется по отношению амплитуд синфазных линейно-поляризованных ортогональных составляющих принятых сигналов радиомаяка с выходов плеч линейного поляризационного разделителя (ЛПР), ориентированного под углом $\pi/4$ к вертикальной и продольной строительным осям ЛА. Предложенный поляризационный метод определения тангажа ЛА имеет один существенный недостаток – бортовое приемное СВЧ-оборудование является двухканальным, что увеличивает его габариты и массу и ограничивает практическое использование метода.

В статье предложен поляризационно-модуляционный одноканальный СВЧ-метод определения угла тангажа ЛА по излученным горизонтально-поляризованным сигналам радиомаяка.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Разработка поляризационных методов определения навигационных элементов ЛА предусматривает представление излучаемых и принимаемых векторных сигналов в определенных поляризационных базисах и в нескольких системах координат [5, 6]. При этом выбор опорной системы координат (ОСК), связанной с радиомаяком, и собственной системы координат (ССК) ЛА, связанной с его строительными осями, а также выбор типа поляризационного модулятора определяется физическим смыслом решаемой задачи.

Сущность рассматриваемого метода определения угла тангажа ЛА заключается в следующем.

Поместим радиомаяк в начало декартовой системы координат (в начало неподвижной ОСК), оси OX и OZ которой лежат в горизонтальной плоскости XOZ , а ось OY перпендикулярна этой плоскости (рис. 1а). Пусть радиомаяк излучает в направлении оси OZ сигнал в виде плоской монохроматической волны горизонтальной поляризации. Представим излучаемую волну в ЛПБ, орты которого совпадают с положительными направлениями осей OX и OY , как проекцию вектора электрического поля \mathbf{E} на пло-

скость XOY , перпендикулярную направлению распространения волны OZ . Тогда графическое представление горизонтально поляризованной волны есть вектор \mathbf{E} , совпадающий с положительным направлением оси OX , находящийся в горизонтальной плоскости XOZ (рис. 1а). Представим горизонтально поляризованную волну в ЛПБ (опуская временную зависимость) вектором Джонса в виде [8]

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Предположим, что ЛА движется в направлении, перпендикулярном направлению излучения OZ . На борту ЛА приемная антенна, ось симметрии диаграммы направленности которой перпендикулярна направлению движения ЛА, осуществляет боковой прием сигналов радиомаяка (1) в ЛПБ.

Определим ССК, связанную с корпусом ЛА, как подвижную декартовую систему координат $X_C O' Y_C$, образованную продольной $O' X_C$ и вертикальной $O' Y_C$ строительными осями ЛА. Ее начало поместим в точку O' , совпадающую

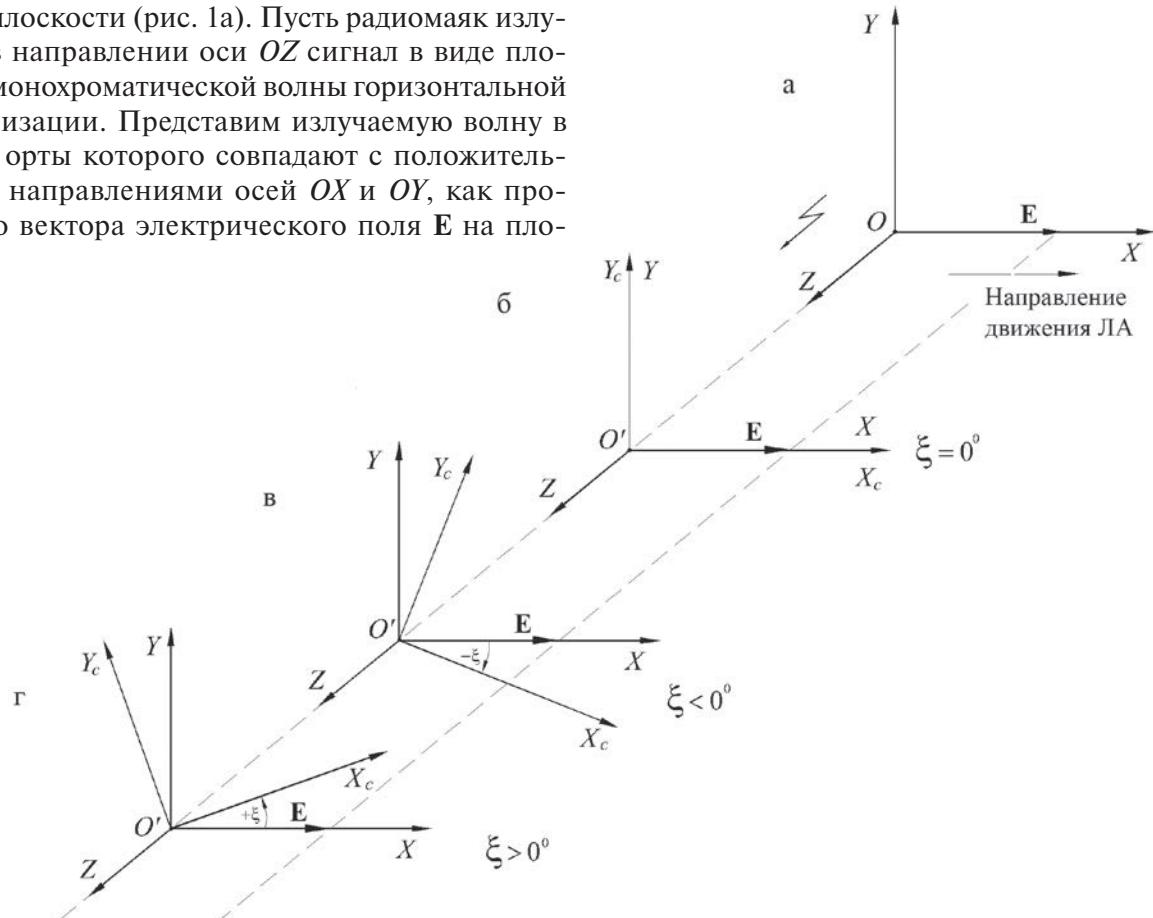


Рис. 1. Пояснение определения угла тангажа ξ ЛА.

с центром масс ЛА. Ось $O'Z$ будем считать направленной по направлению излучения OZ . Направление осей $O'X_C$ и $O'Y_C$ в плоскости XOY ОСК связем с углом тангажа ЛА ξ . Ось $O'Y_C$ при отсутствии тангажа примем направленной вертикально вверх и совпадающей с осью OY . Ось $O'X_C$ продольна и совпадает с осью OX ОСК. Очевидно, когда тангаж ЛА отсутствует, направления продольной оси $O'X_C$ и вектора напряженности электрического поля излучения E совпадают (см. рис. 1б).

В случае появления тангажа ЛА продольная ось $O'X_C$ будет повернута в ту или другую сторону в плоскости XOY . Угол между вектором E и направлением продольной оси $O'X_C$ составит величину, равную углу тангажа ξ , что и определяет физическую основу его измерения. При этом если продольная ось $O'X_C$ находится ниже горизонтальной плоскости XOZ , то тангаж отрицателен ($-\xi$) (рис. 1в), а если выше, то тангаж положителен ($+\xi$) (рис. 1г) [4].

Предположим, что в СВЧ-тракт приемной антенны бортового одноканального радиоприемного СВЧ-устройства установлен поляризационный модулятор в виде фарадеевского вращателя плоскости поляризации (ФВПП) принимаемых сигналов радиомаяка. Для описания взаимодействия горизонтально поляризованных сигналов радиомаяка с СВЧ-элементами бортовой приемной антенны воспользуемся формализмом векторов и матриц Джонса [8]. Тогда вектор Джонса на выходе ФВПП на борту ЛА, имеющего тангаж $\pm\xi$, можно найти с помощью преобразований вида [9]

$$\mathbf{E}_{\text{вых}} = C[\Pi][R(\alpha)][R(\pm\xi)] \cdot \mathbf{E}, \quad (2)$$

где \mathbf{E} – вектор Джонса (1) излучаемой горизонтально поляризованной волны [6],

$$[R(\pm\xi)] = \begin{bmatrix} \cos \xi & \pm \sin \xi \\ \mp \sin \xi & \cos \xi \end{bmatrix} -$$

оператор поворота на угол тангажа $\pm\xi$; $+\xi$ – положительный угол тангажа ЛА, когда продольная ось $O'X_C$ ЛА находится выше горизонтальной плоскости XOZ [4], $-\xi$ – отрицательный угол тангажа ЛА, когда продольная ось $O'X_C$ ЛА находится ниже горизонтальной плоскости XOZ [4],

$$[R(\alpha)] = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} -$$

оператор ФВПП на угол $\alpha = \Omega t$ (Ω – частота вращения) [10],

$$[\Pi] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} -$$

оператор поляризатора [6] (переход с круглого волновода на прямоугольный) с горизонтальной собственной поляризацией, совпадающей с продольной осью $O'X_C$ ЛА, C – постоянная величина, учитывающая потенциал передатчика радиомаяка, расстояние от передатчика до ЛА и чувствительность приемника.

Проделав в формуле (2) необходимые матричные преобразования, получим

$$\mathbf{E}_{\text{вых}} = C \begin{bmatrix} \cos(\alpha \pm \xi) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

С учетом формулы (3) сигнал на входе приемника как функцию угла ориентации α плоскости поляризации можно описать выражением

$$\mathbf{E}_{\text{вх}}(\alpha) = C \cos(\alpha \pm \xi). \quad (4)$$

Амплитуда сигнала на выходе приемника с логарифмической амплитудной характеристикой и линейным детектором равна

$$A(\alpha) = \lg C + \lg |\cos(\alpha \pm \xi)|. \quad (5)$$

После преобразований выражения (5) с учетом того, что уровень сигнала в случае логарифмического приемника обычно измеряется в децибелах, при $\alpha = \Omega t$ получим

$$A(\Omega t)[\text{дБ}] = 20 \lg C + 10 \lg \{0.5[1 + \cos(2\Omega t \pm 2\xi)]\}. \quad (6)$$

Соотношение (6) позволяет рассчитать зависимость амплитуды выходного сигнала логарифмического приемника от углового положения плоскости поляризации α для различных значений угла тангажа ξ . Результаты расчета приведены на рис. 2. Кривые 1–3 соответствуют значениям угла тангажа ξ , равным 0, 15°, -15°.

На рис. 2 видно, что амплитуда сигнала на выходе приемника промодулирована удвоенной частотой вращения плоскости поляризации принятых сигналов радиомаяка, причем амплитудная модуляция сигнала достигает 100% глубины.

При этом угол тангажа не влияет на форму этой зависимости и на глубину амплитудной модуляции, а определяет только ее сдвиг по фазе на удвоенный угол тангажа ЛА. Поэтому в спектре огибающей выходного сигнала логарифмического приемника присутствует спектральная составляющая на частоте 2Ω . Ее амплитуду $A_{2\Omega}$ можно найти с помощью преобразования Фурье вида

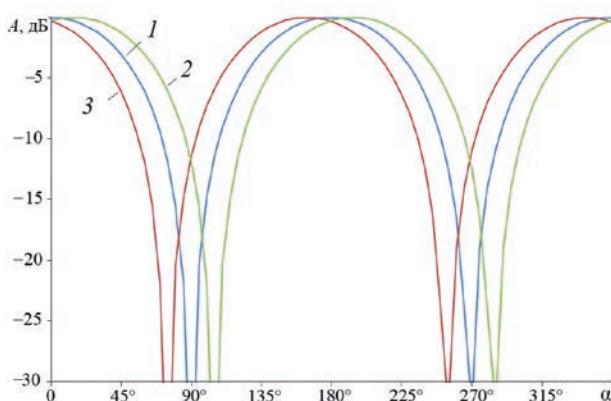


Рис. 2. Зависимости амплитуды выходного сигнала логарифмического приемника от угла ориентации плоскости поляризации α принятых сигналов при тангенсе ξ , равном: 0 – кривая 1, 15° – кривая 2, -15° – кривая 3.

$$A_{2\Omega} [\text{дБ}] = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{2\pi} A(\Omega t) \cos 2\Omega t d(\Omega t), \quad (7)$$

т. е. $A_{2\Omega} = 8.69$ дБ ($A_{2\Omega}$ не зависит от угла тангенса ЛА), фаза $\Phi_{2\Omega}$ с учетом формулы (6) связана с углом тангенса ξ ЛА соотношением

$$\xi [\text{рад}] = \pm \frac{\Phi_{2\Omega}}{2}, \quad (8)$$

где знак “+” соответствует положительному углу тангенса ξ , а знак “–” – отрицательному углу тангенса ξ .

Фаза $\Phi_{2\Omega}$ отсчитывается относительно фазы опорного сигнала, определяемой угловым положением плоскости поляризации принятого сигнала радиомаяка.

Необходимо также отметить, что с учетом формулы (6) амплитуда $A_{2\Omega}$ и фаза $\Phi_{2\Omega}$ спектральной составляющей на частоте 2Ω не зависят от потенциала передатчика, чувствительности приемника и расстояния от ЛА до радиомаяка. Энергетические параметры определяют постоянную составляющую сигнала на выходе бортового логарифмического устройства.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАКЕТ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-МОДУЛЯЦИОННОЙ РМС

Для проверки результатов теоретических исследований и получения экспериментальных оценок точности определения угла тангенса ξ был создан макет поляризационно-модуляционной РМС. Функциональная схема макета приведена на рис. 3. Макет включал в себя наземный радиомаяк, расположенный в точке с известными координатами, а также бортовое приемное оборудование, реализованное на базе самолетной РЛС “Гроза-26”, работающей в пассивном режиме приема сигналов радиомаяка.

Наземный радиомаяк включал в себя передатчик (ПРД), первое и второе вращающиеся

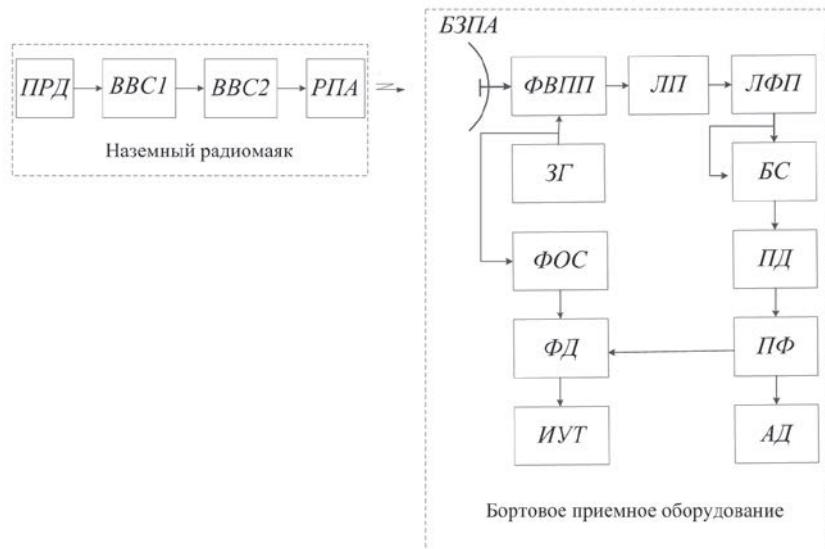


Рис. 3. Функциональная схема макета поляризационно-модуляционной РМС для определения угла тангенса: ПРД – передатчик, BBC1 и BBC2 – первое и второе волноводные вращающиеся сочленения, РПА – рупорная передающаяся антенна, БЗПА – бортовая зеркальная приемная антенна, ФВПП – фарадеевский вращатель плоскости поляризации, ЛФП – логарифмический приемник, ЗГ – задающий генератор, БС – блок стробирования, ФОС – формирователь опорного сигнала, ПД – пиковый детектор, ФД – фазовый детектор, ПФ – полосовой фильтр, ИУТ – индикатор угла тангенса ЛА, АД – амплитудный детектор, ЛП – линейный поляризатор.

волноводные сочленения (BBC1, BBC2) и рупорную передающую антенну (РПА). ПРД представлял собой стандартный высокочастотный генератор сигналов типа Г4-83, работающий в импульсном режиме. Частота следования импульсов F_n равнялась 400 Гц, а длительность импульсов τ_n – 3.5 мкс. Величина несущей частоты f_n составляла 9370 МГц. Мощность излучения P_n равнялась 10 мВт. BBC1 позволяло изменять направление излучения в горизонтальной плоскости, а BBC2 – устанавливать угол наклона плоскости поляризации излучаемых сигналов через 1° в вертикальной плоскости для имитации изменения угла тангажа ЛА.

РПА радиомаяка имела горизонтальную собственную поляризацию с эффективной площадью раскрытия 80 см^2 . Внешний вид макета наземного радиомаяка представлен на рис. 4.

Для реализации предложенного поляризационно-модуляционного метода штатный облучатель с ФВПП бортовой зеркальной приемной антенны (БЗПА) РЛС “Гроза-26” (рис. 5) работал в режиме непрерывного вращения плоскости



Рис. 4. Внешний вид макета наземного радиомаяка:
1 – BBC1, 2 – BBC2, 3 – РПА, 4 – ПРД (Г4-83).



Рис. 5. Внешний вид штатного облучателя БЗПА с ФВПП: 1 – облучатель БЗПА, 2 – ФВПП.

поляризации с частотой $\Omega = 20 \text{ Гц}$ принятых сигналов радиомаяка.

БЗПА имела ширину диаграммы направленности 3° и представляла собой параболическое зеркало диаметром 760 мм. Коэффициент усиления антенны равнялся 25 дБ, а чувствительность логарифмического приемника – 120 дБ/Вт. Внешний вид макета бортового оборудования поляризационно-модуляционной РМС представлен на рис. 6.

Наземный радиомаяк излучал горизонтально линейно-поляризованные электромагнитные волны. Начальное положение вектора напряженности электрического поля \mathbf{E} излучаемых волн совпадало с горизонтальной плоскостью. Направление излучения в горизонтальной плоскости устанавливалось с помощью BBC1.

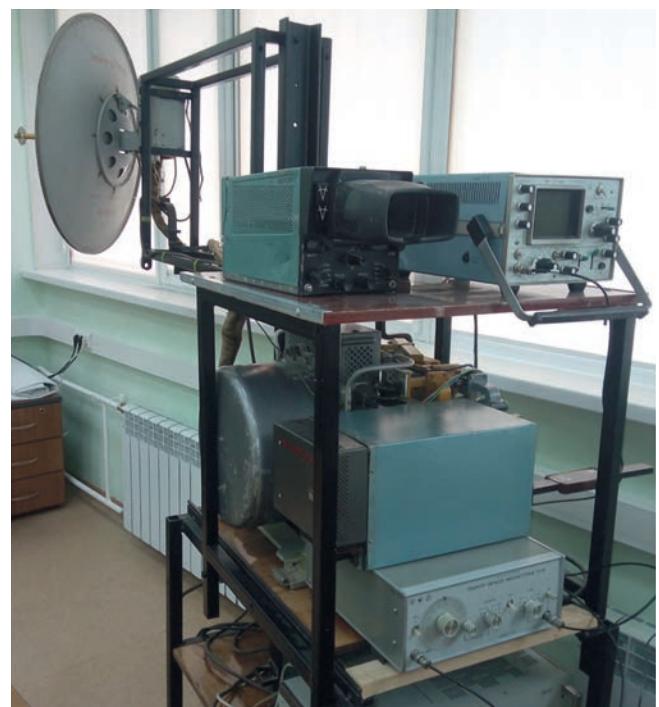


Рис. 6. Внешний вид макета бортового оборудования поляризационно-модуляционной РМС.

Прием сигналов наземного радиомаяка осуществлялся БЗПА, с выхода которой сигнал поступал на вход ФВПП. Частота вращения плоскости поляризации Ω задавалась частотой ЗГ. С выхода ФВПП, представляющего собой переход с волновода круглого сечения на волновод прямоугольного сечения с горизонтальной собственной поляризацией сигнал поступал на вход ЛП. С выхода ЛП со стороны прямоугольного волновода сигнал поступал на вход ЛФП.

В результате вращения плоскости поляризации с частотой Ω на выходе ЛФП формировалась последовательность импульсов, модулированных по амплитуде удвоенной частотой вращения плоскости поляризации 2Ω . С выхода ЛФП сигнал поступал на БС и далее на ПД, где осуществлялось запоминание амплитуды сигнала на период повторения излучаемых импульсов. В полосовом фильтре ПФ выделялась спектральная составляющая на частоте 2Ω , содержащаяся в спектре огибающей выходного сигнала ЛФП. Ее фаза $\Phi_{2\Omega}$ измерялась в ФД относительно фазы опорного сигнала $\cos 2\Omega t$, поступающего из ФОС. В АД измерялась амплитуда спектральной составляющей $A_{2\Omega}$, а значение угла тангажа ξ , определенного по фазе спектральной составляющей $\Phi_{2\Omega}$, выводилось на индикатор угла тангажа.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проверки работоспособности предложенного метода измерения угла тангажа эксперимент проводился на наземной наклонной трассе протяженностью 1300 м. Макет радиомаяка располагался на земной поверхности. Макет бортового приемного оборудования был установлен на высоте 18 м. Приемная бортовая антенна БЗПА была наведена на радиомаяк.

Имитация изменения угла тангажа ЛА осуществлялась путем поворота угла ориентации плоскости поляризации излучаемых сигналов. Угол ориентации плоскости поляризации задавался ВВС2 с шагом 1° в пределах $\pm 15^\circ$ относительно исходного положения, соответствующего горизонтальной ориентации плоскости поляризации. Горизонтальное положение вектора электрического поля \mathbf{E} излучаемых сигналов соответствовало нулевому значению угла тангажа.

Измерение фазы $\Phi_{2\Omega}$ проводилось для каждого углового положения плоскости поляризации излучаемых сигналов в течение тридцатисекундного интервала времени с последующим

усреднением. При этом фиксировались средний уровень принятых сигналов и амплитуда спектральной составляющей $A_{2\Omega}$.

Результаты измерений $\Phi_{2\Omega}$ при изменении угла тангажа приведены на рис. 7 (кривая 2). На этом же рисунке представлена теоретическая зависимость (кривая 1), полученная в соответствии с выражением (8). Среднеквадратическое отклонение измеренного угла тангажа от заданного составило $\sigma_\xi = 0.92^\circ$.

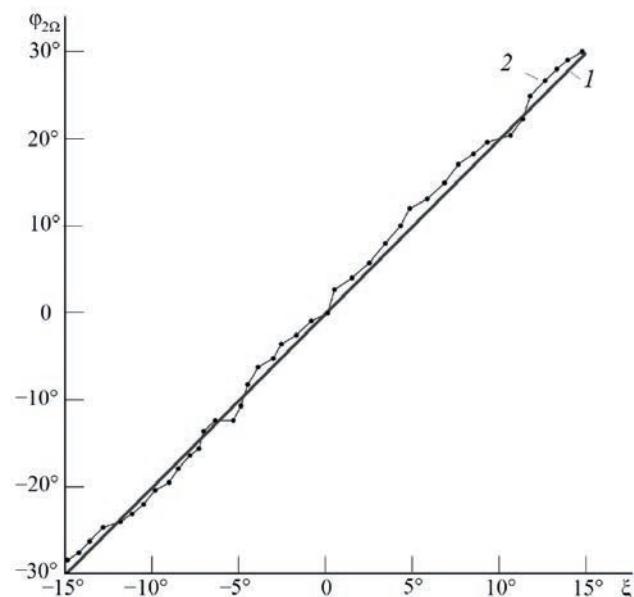


Рис. 7. Зависимости фазы $\Phi_{2\Omega}$ от угла тангажа ξ :
1 – теория, 2 – эксперимент.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложен и опробован поляризационно-модуляционный метод измерения угла тангажа ЛА по горизонтально-поляризованным сигналам наземного радиомаяка.

2. Теоретически исследована и экспериментально подтверждена связь фазы спектральной составляющей на частоте 2Ω , содержащейся в спектре огибающей принятых сигналов, с углом тангажа для исследуемого поляризационного модулятора в виде ФВПП.

3. С помощью созданного макета поляризационно-модуляционной РМС получены экспериментальные оценки точности измерения угла тангажа.

4. Метод может найти применение в системах ориентации ЛА при заходе на посадку,

а совместное его использование с инерциальными средствами навигации позволит повысить достоверность получаемой навигационной информации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект № FEWM-2023-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Skrypnik O.N.* Radio Navigation Systems for Airports and Airways. Singapore: Springer, 2019.
<https://doi.org/10.1007/978-981-13-7201-8>
2. *Bestugin A.R., Eshenko A.A., Filin A.D., Plyasovskikh A.P., Shatrakov A.Y., Shatrakov Y.G.* Air Traffic Control Automated Systems. Singapore: Springer, 2019.
3. *Пельпор Д.С., Ягодкин В.В.* Гирокопические системы. Ч. 1: Системы ориентации и навигации. М.: Высшая школа, 1977.
4. *Ярлыков М.С.* Статистическая теория радионавигации. М.: Радио и связь, 1985.
5. *Гулько В.Л., Мещеряков А.А.* // Изв. вузов. Физика. 2016. Т. 59. № 2. С. 81.
6. *Гулько В.Л., Мещеряков А.А.* // Изв. вузов. Приборостроение. 2017. Т. 60. № 5. С. 412.
7. *Gulko V.L., Mescheryakov A.A.* // Telecommunications and Radio Engineering. 2022. V. 81. № 1. P. 33.
<https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.2022038430>
8. *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.
9. *Гулько В.Л.* РФ. Патент № 2521137 РФ, 2014.
10. *Богородский В.В., Канарейкин Д.Б., Козлов А.И.* Поляризация рассеянного и собственного радиоизлучения земных покровов. Л.: Гидрометеоиздат, 1981.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.384.62

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕТОЧНОГО ДАТЧИКА
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВЕКТОРА СКОРОСТИ МИКРОМЕТЕОРОИДОВ
И ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА

© 2025 г. М. П. Калаев^a, А. М. Телегин^{a,*}, К. Е. Воронов^a

^a Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королёва
Россия, 443086, Самара, Московское ш., 34

* e-mail: talex85@mail.ru

Поступила в редакцию 19.04.2024 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 08.07.2024 г.

Приведено описание прототипа датчика для измерения вектора скорости микрометеороидов и частиц космического мусора на основе сеточных металлических электродов. Представлены результаты экспериментального исследования и предложения по дальнейшей модификации системы измерения.

DOI: 10.31857/S0032816225010207, EDN: GHXWJD

1. ВВЕДЕНИЕ

Микроочастицы (космический мусор и микрометеороиды) в космическом пространстве заряжаются до некоторого электрического потенциала [1, 2]. Для измерения скорости $\mathbf{V} = \{V_x, V_y, V_z\}$ этих микроочастиц в основном используется явление наведения тока заряженным движущимся телом при пролете через измерительные металлические электроды (сетки) [2–8]. По вектору скорости этих микроочастиц можно оценить их кинетическую энергию, а также направления прилета в датчик, что позволяет предсказать источник их происхождения [9–11]. Помимо индукционного способов измерения вектора скорости, существуют также оптические методы измерения, но, к сожалению, с точки зрения конструктивной реализации, они обладают рядом недостатков, таких как паразитная засветка, невозможность определения заряда микроочастиц и т. д. [12–14].

2. ОПИСАНИЕ ПРИНЦИПА ИЗМЕРЕНИЯ СЕТОЧНОГО ДАТЧИКА

На рис. 1 показана структурная схема измерителя вектора скорости, где позициями 1–6 отмечены измерительные металлические сетки, подключенные к двум разным усилителям.

Высокоскоростная заряженная микроочастица, пролетая через данные сетки по траектории 7, наводит на каждую сетку импульс тока, форма которого близка к колоколообразной и параметры которого пропорциональны скорости и заряду этой микроочастицы [9, 11]. Пик сигналов с сеток соответствует моменту пролета частицы через сетку, что позволяет фиксировать момент пролета. Сетки 1 и 6 расположены в плоскостях, параллельных плоскости XOY . Сетки 2 и 3 параллельны друг другу, расположены под некоторым углом A к плоскости XOY и перпендикулярны плоскости XOZ . Сетки 4 и 5 параллельны друг другу, расположены под некоторым углом B к плоскости XOZ и перпендикулярны плоскости XOY [9]. В рассматриваемой конструкции углы A и B равны 15° .

Обозначим через n номер сетки, t_n – время пролета заряженной частицей n -й сетки, x_n, y_n, z_n – точки пролета заряженной частицей n -й сетки (на рис. 1 обозначена жирной точкой), z_{n1} – точку пересечения n -й сеткой оси OZ . Тогда компоненты вектора скорости микроочастицы можно определить согласно формулам

$$\begin{aligned} V_z &= (z_6 - z_1) / (t_6 - t_1), \\ V_x &= (x_3 - x_2) / (t_3 - t_2) = \\ &= \operatorname{ctg}(A) \left(V_z (t_3 - t_2) + (z_{31} - z_{21}) \right) / (t_3 - t_2), \end{aligned}$$

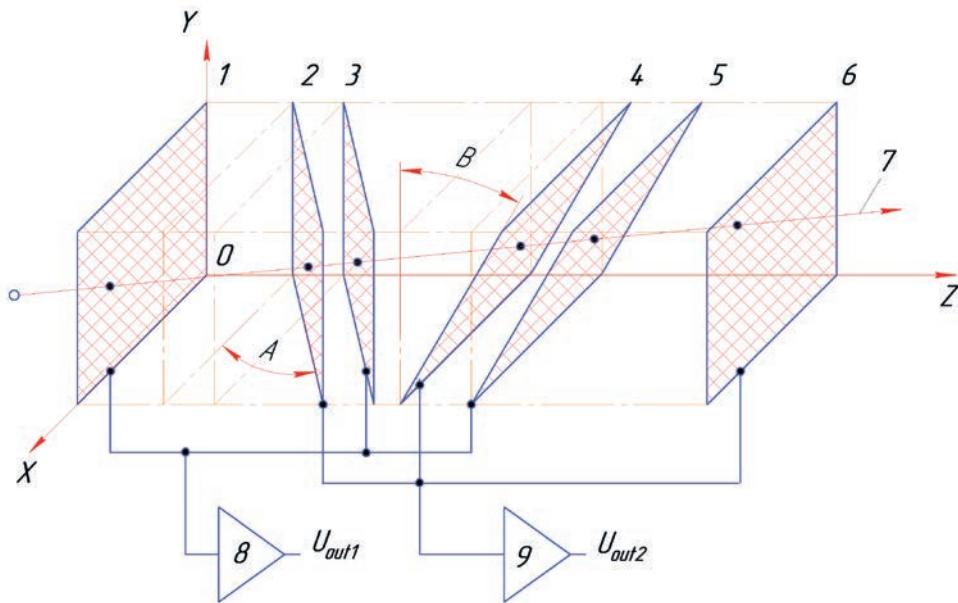


Рис. 1. Структурная схема датчика измерения вектора скорости микрочастиц: 1–6 – сеточные электроды; 7 – траектория движения микрочастиц; 8, 9 – усилители.

$$V_y = (y_5 - y_6) / (t_5 - t_6) = \\ = \operatorname{ctg}(B) (V_z (t_5 - t_4) + (z_{51} - z_{41})) / (t_5 - t_4).$$

В большинстве случаев необходимо знать не все три координаты вектора скорости, а только модуль вектора скорости и его наклон к плоскости мишени, в которую ударяет высокоскоростная микрочастица. Предполагая, что плоскость мишень параллельна плоскости XOY, получим следующие выражения:

$$V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2} \text{ – модуль вектора скорости,} \\ \gamma = \arccos \left((V_x^2 + V_y^2) / \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2} \right) \text{ – угол наклона к плоскости мишени.}$$

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 показано размещение разработанного прототипа датчика в вакуумной камере ускорителя микрочастиц, принцип действия которого подробно рассмотрен в работах [10, 15].

Структурная схема стенда для проведения эксперимента с датчиком микрочастиц показана на рис. 3.

Основание прототипа датчика изготовлено с использованием 3D-принтера методом FDM-печати из ABS-пластика. Габариты макета составляют $100 \times 100 \times 100 \text{ мм}^3$, размеры чувствительного окна $80 \times 80 \text{ мм}^2$. При изготовлении рамок сеток испытаны две технологии: 3D-печать и

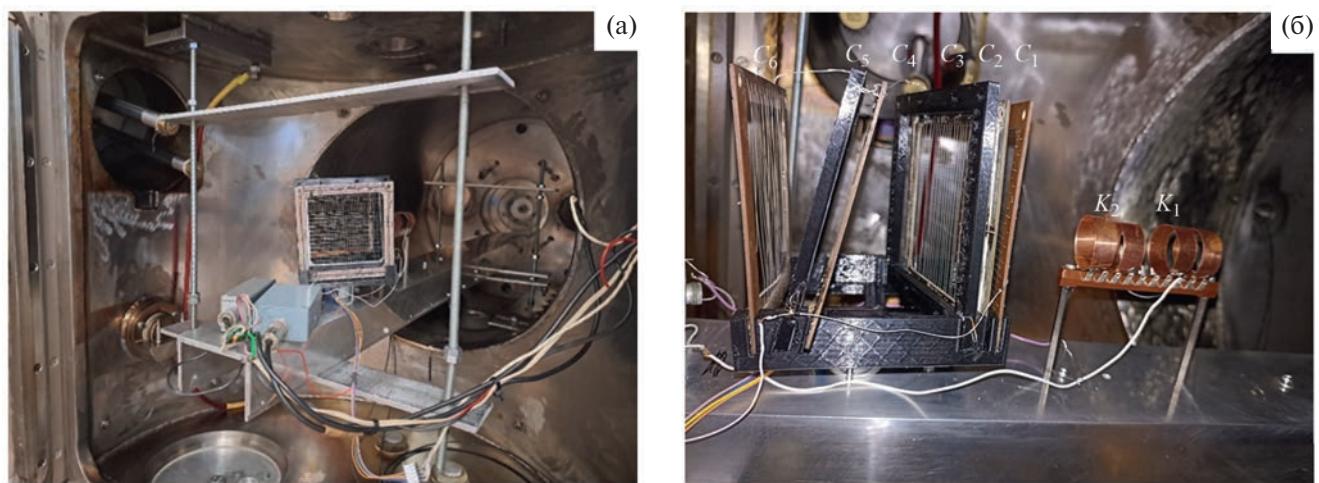


Рис. 2. Фотографии прототипа датчика вектора скорости микрочастиц, установленного в вакуумной камере ускорителя: а – вид сзади, б – вид сбоку.

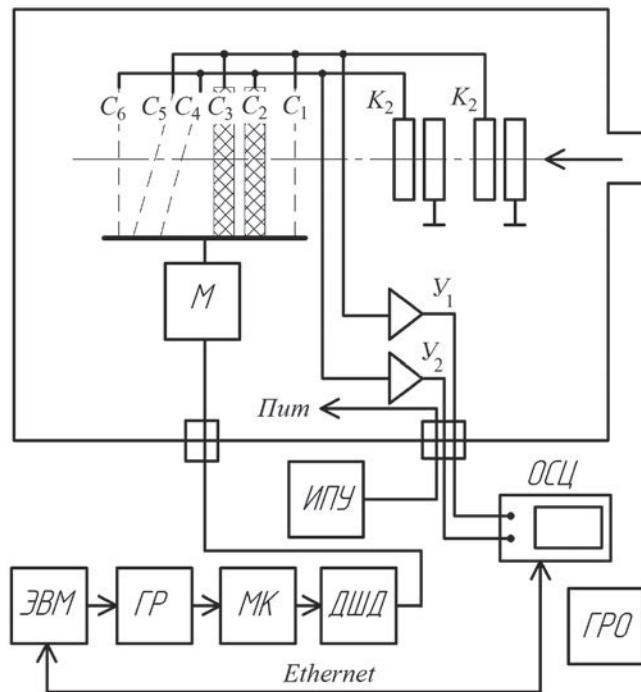


Рис. 3. Структурная схема стенда для калибровки датчика вектора скорости: $C_1 - C_6$ – металлические сетки; K_1, K_2 – кольца Фарадея, Y_1, Y_2 – усилители; ИПУ – источник питания усилителей; M – шаговый двигатель; ГР – гальваническая развязка цифрового интерфейса; МК – микроконтроллер; ДШД – драйвер шагового двигателя; ОСЦ – цифровой осциллограф; ГРО – гальванически развязанный источник питания осциллографа.

фрезерование фольгированного стеклотекстолита на ЧПУ-станке. Использование 3D-печати позволяет ускорить процесс создания прототипа и получить рамку с минимальной паразитной емкостью, однако в дальнейшем пластик непригоден для создания бортовой аппаратуры из-за низкой стойкости к факторам космического пространства. В качестве материала струнки использована проволока из никрома тол-

щиной 30 мкм, расстояние между струнами 5 мм. Никром выбран по причине высокой механической прочности при малой толщине струны, несмотря на его относительно высокое удельное сопротивление [10]. Предварительные эксперименты показали, что применение других проводников, таких как медь, практически не влияет на форму и амплитуду наведенных сигналов.

В результате эксперимента фиксировались временные интервалы пролета шести сеток и двух колец Фарадея [15]. Изменение угла влета микрочастицы в датчик проводилось путем вращения самого датчика относительно оси тракта ускорителя, совпадающей с осью колец Фарадея. В качестве поворотного устройства был использован шаговый двигатель с встроенным редуктором 28-BYJ48. Двигатель имеет 64 шага на оборот, что в совокупности с редуктором 1/63.68395 позволяет поворачивать выходной ротор с шагом около 0.087° . Поскольку при первичных испытаниях прототипа датчика такие малые углы поворота не требовались, осуществлялся поворот с шагом 6° в диапазоне углов от -42° до $+42^\circ$ (относительно оси ускорителя). Работой шагового двигателя управляли микроконтроллер (МК) и драйвер шагового двигателя (ДШД), расположенные снаружи вакуумной камеры, а команды на микроконтроллер подавались с ЭВМ через модуль гальванической развязки (ГР).

В схеме использованы два усилителя, Y_1 и Y_2 , электрическая принципиальная схема которых представлена на рис. 4 [16]. Кольцо Фарадея K_1 соединено с сетками C_1, C_3, C_5 и подключено ко входу усилителя Y_1 . Кольцо Фарадея K_2 соединено с сетками C_2, C_4, C_6 и подключено ко входу усилителя Y_2 . Такая схема включения позволяет сократить количество каналов аналоговой записи с восьми до двух, что упрощает запись

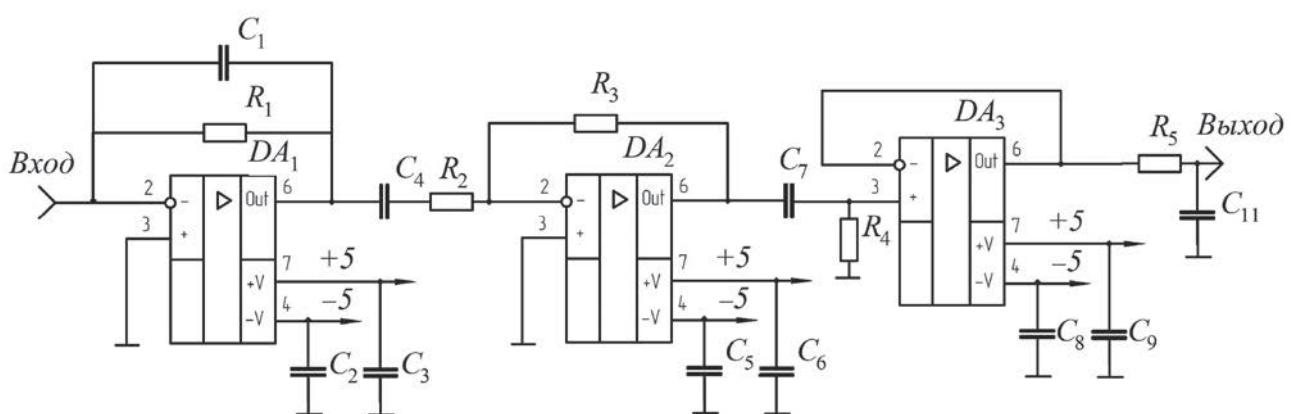


Рис. 4. Принципиальная схема зарядочувствительного усилителя.

и последующую обработку сигналов во время испытаний макета датчика. В момент пролета частицы через любую из сеток соседние сетки выполняют функцию экранирующих сеток, поскольку они подключены ко входу другого усилителя, включенного по схеме с “виртуальной землей” на входе. Такой подход позволяет повысить крутизну пролетных импульсов без использования дополнительной группы разделительных заземленных сеток, что повышает коэффициент “прозрачности” датчика, который составил для данного прототипа 97%. В качестве частиц использовался порошок олова с размером частиц 1–2 мкм. При напряжении на линейной части ускорителя 100 кВ скорости частиц составили 100–900 м/с. В ходе дальнейших экспериментов после оптимизации конструкции датчика и схемы усилителей планируется провести испытания при более высоких скоростях.

Каждый из усилителей состоит из трех каскадов (рис. 4). Преобразование заряда в напряжение осуществляется с помощью первого каскада, выполненного на микросхеме OPA656 (DA_1). Напряжение на выходе первого каскада определяется выражением

$$U = -Q / C_1,$$

где Q – заряд микрочастицы, $C_1 = 10 \text{ пФ}$ – емкость в цепи обратной связи первого операционного усилителя.

Второй каскад, выполненный на операционном усилителе AD8005 (DA_2), является инвертирующим усилителем напряжения с коэффициентом усиления, равным 39. Конденсатор C_4 совместно с резистором R_2 образуют фильтр высоких частот с частотой среза около 100 Гц, что позволяет ослабить влияние помех от электрической сети 50 Гц в лабораторных условиях.

Третий каскад представляет собой неинвертирующий усилитель, выполненный на микросхеме OPA820 (DA_3). Данный каскад предназначен для обеспечения работы усилителя, подключенного к осциллографу, на длинную коаксиальную линию.

В качестве записывающей аппаратуры был использован четырехканальный осциллограф Rigol MSO5104 с максимальной частотой дискретизации 6 ГСПС. Питание осциллографа осуществляется через блок гальванической развязки по цепи питания 220 В, чтобы исключить проникание помех с частотой сети 50 Гц через кабели усилителей в вакуумную камеру. Во время эксперимента осциллограф находится в ждущем

режиме с запуском записи по превышению заданного порогового уровня. Запись проводилась одновременно по двум каналам с частотой дискретизации 1 ГСПС и глубиной записи 10 миллионов выборок по каждому каналу. Записанный пакет передавался в компьютер через кабель по протоколу Ethernet для последующей обработки в ЭВМ.

На рис. 5 представлены результаты записанных пролетных импульсов с колец Фарадея (K_1, K_2) и сеток $C_1–C_6$.

На рис. 6, 7 показаны погрешности измерения модуля скорости микрочастиц и угла их влета в датчик. В процессе проведения эксперимента минимально измеренный заряд имел величину 10^{-14} Кл .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы. Представленный прототип датчика представляет собой модульную конструкцию, что позволяет быстро производить модификацию расположения сеток и проводить измерения модуля вектора скорости и угла влета микрочастиц. Подключение нескольких сеток на вход одного усилителя неизбежно ухудшает отношение сигнал/шум системы, а также снижает быстродействие за счет увеличения входной емкости. В дальнейшем планируются оптимизация конструкции датчика, разработка и изготовление многоканальной системы регистрации данных (с отдельными каналами записи для каждой сетки), которую можно будет разместить в непосредственной близости от датчика (внутри вакуумной камеры).

Результаты проведенных исследований показали, что при больших углах влета микрочастицы в датчик увеличивается число потерь микрочастиц за счет удара их в измерительные сетки. Этого можно избежать, если увеличивать прозрачность сеток.

Погрешность проведенных измерений, скорее всего, связана с погрешностью изготовления и крепления сеток (порядка 0.5 мм). Погрешность измерения увеличивается при увеличении угла падения микрочастицы, что, скорее всего, связано с большой погрешностью измерения V_x и V_y , вызванной малыми расстояниями между сетками C_2 и C_3 , C_4 и C_5 . Дополнительно проводить измерение скорости микрочастиц можно путем анализа формы наведенного импульса,

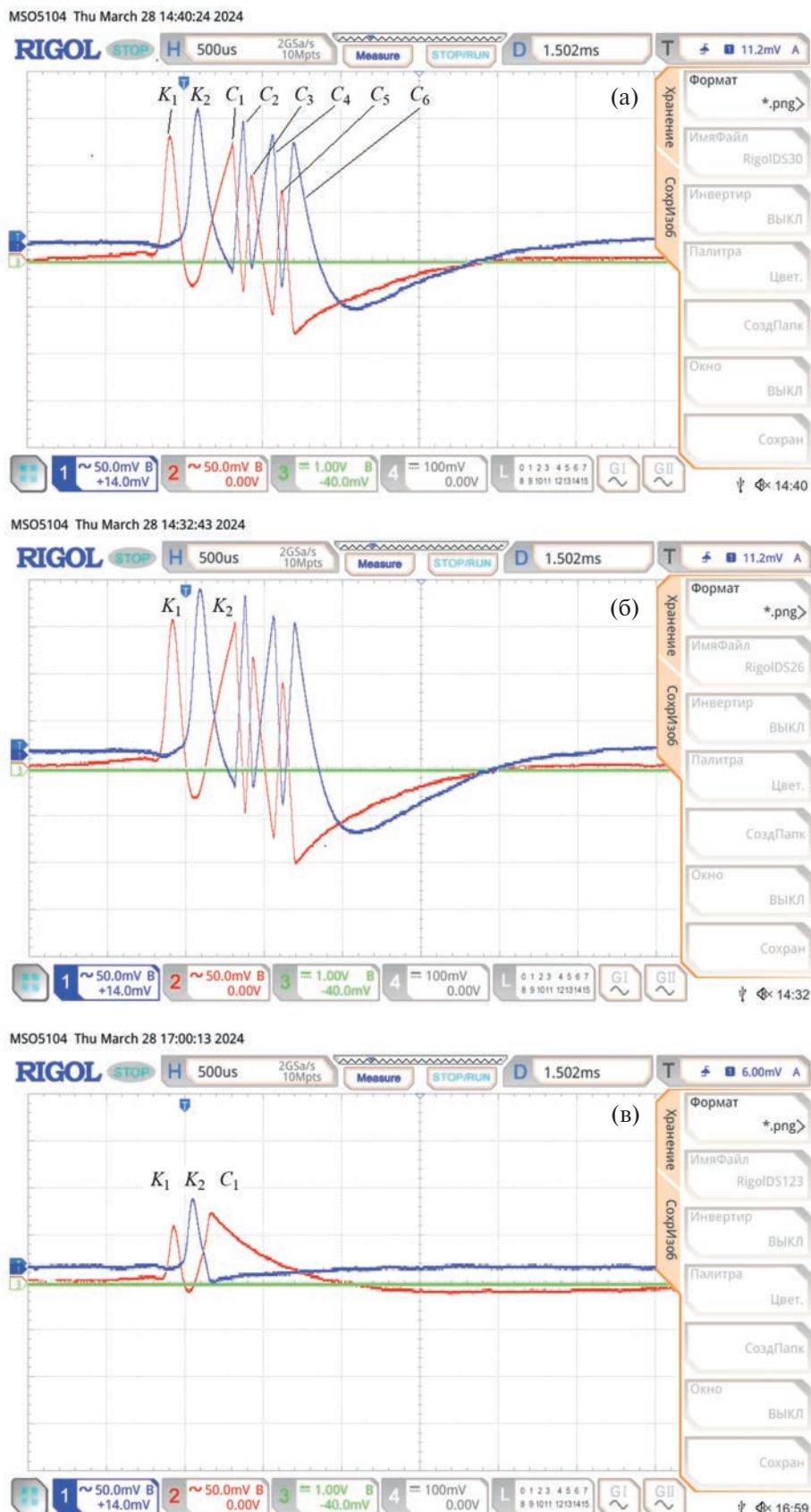


Рис. 5. Примеры осциллограмм наведенных импульсов: **а** – ось датчика расположена под нулевым углом относительно оси тракта ускорителя; **б** – ось датчика расположена под углом 25° относительно оси тракта ускорителя; **в** – осциллограмма, демонстрирующая удар микрочастиц в сетку C_1 .

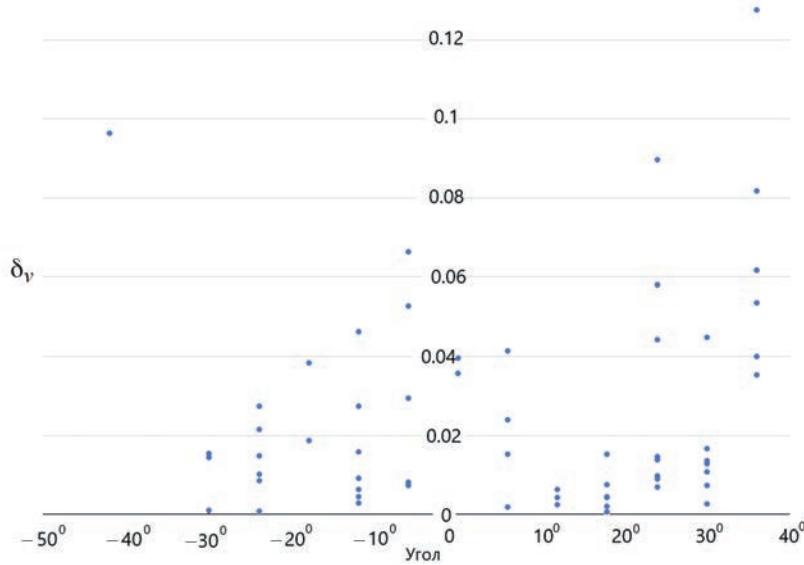
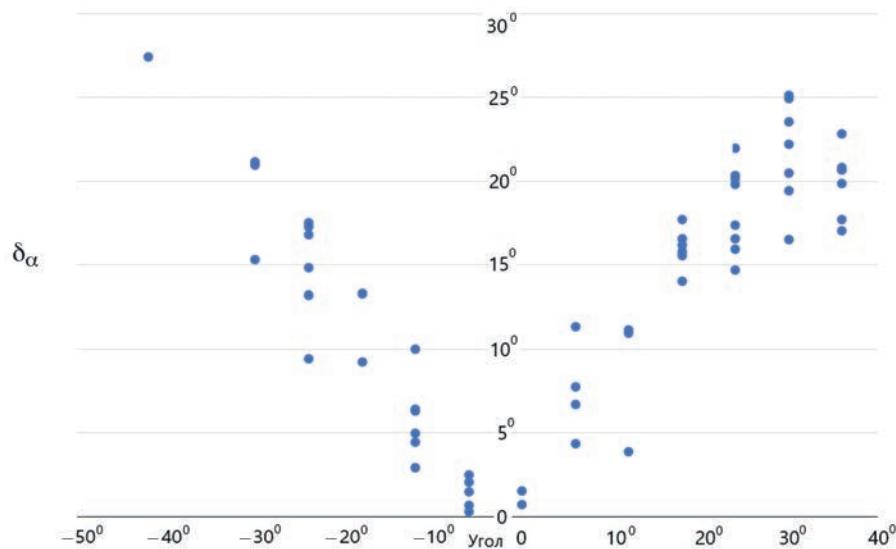


Рис. 6. Погрешность измерения модуля скорости в зависимости от угла влета микрочастицы.

Рис. 7. Погрешность измерения угла в зависимости от угла влета микрочастицы δ_a .

так как, согласно рис. 5а, 5б, вид наведенного импульса зависит от угла влета микрочастицы. У такого метода, скорее всего, погрешность будет больше, чем у метода измерения временных отсчетов, что связано с неточностью оценки амплитуды импульсов и с влиянием внутренних и внешних шумов [8, 17]. С другой стороны, комбинация этих двух способов в дальнейшем позволит сократить количество измерительных сеток, а значит, уменьшатся масса и габариты датчика, что важно для применения на космических аппаратах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Миронов В.В., Толкач М.А.// Космическая техника и технологии. 2022. № 1(36). С. 125.
<https://doi.org/10.33950/spacetech-2308-7625-2022-1-125-143>
2. Auer S., Grün E., Kempf S., Srama R., Srowig A., Sternovsky Z., Tschernjawska V. // Rev. Sci. Inst. 2008. V. 79. 084501.
<https://doi.org/10.1063/1.2960566>
3. Xie J., Sternovsky Z., Auer S., Drake K., Grün E., Horanyi M., Le H., Srama R. // Planetary and Space Science. 2013. V. 89. P. 63.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2013.01.004>

4. Auer S. // Optica Acta. 1982. V. 29. № 10. P. 1421.
<https://doi.org/10.1080/713820766>
5. Auer S. // Rev. Sci. Instrum. 1975. V. 46. № 2. P. 127.
<https://doi.org/10.1063/1.1134155>
6. Horányi M. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1996. V. 34. P. 383.
<https://doi.org/10.1146/annurev.astro.34.1.383>
7. Auer S., Grün E., Srama R., Kempf S., Auera R. // Planetary and Space Science. 2002. V. 50. P. 773.
[https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(02\)00019-3](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(02)00019-3)
8. Li Y., Kempf S., Simolka J., Strack H., Grün E., Srama R. // Advances in Space Research. 2017. V. 59. P. 1636.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.12.037>
9. Телегин А.М., Воронов К.Е., Шестаков Д.А.// Инженерная физика. 2024. № 1. С. 49.
<https://doi.org/10.25791/infizik.1.2024.1381>
10. Воронов К.Е., Пияков И.В., Калаев М.П., Телегин А.М. // ПТЭ. 2023. № 6. С. 135.
<https://doi.org/10.1134/S0020441223040176>
11. Поклонский Н.А., Вырко С.А., Кочерженко А.А.// ЖТФ. 2004. Т. 74. № 11. С. 75.
12. Калаев М.П., Родина А.В., Телегин А.М., Исмагилова Е.В. // ПТЭ. 2023. № 6. С. 142.
<https://doi.org/10.1134/S0020441223060027>
13. Wang W., Xue W., Wu S., Mu Z., Yi J., Tang A.J. // Materials. 2022. V. 15. P. 3871.
<https://doi.org/10.3390/ma15113871>
14. Weiner I., Rust M., Donnelly T.D. // Am. J. Phys 2001. V. 69. P. 129.
<https://doi.org/10.1119/1.1311785>
15. Пияков А.В., Телегин А.М.// ПТЭ. 2022. № 4. С. 106.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222040243>
16. 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>
17. Воронов К.Е., Телегин А.М., Сухачев К.И., Калаев М.П.// УПФ. 2020. Т. 8. № 6. С. 411.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ПРОФИЛЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА

© 2025 г. А. Е. Зарвин^{a,*}, В. В. Каляда^a, Е. Д. Деринг^a, К. А. Дубровин^a

^a Новосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

* e-mail: zarvin@phys.nsu.ru

Поступила в редакцию 24.04.2024 г.

После доработки 25.04.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

Описан и верифицирован метод регистрации интенсивности в поперечном сечении молекулярного пучка. Предложена и испытана схема учета влияния фонового газа. Полученные результаты измерений в потоках аргона и азота продемонстрировали прямую зависимость формы и ширины поперечных профилей молекулярного пучка от числа Маха на входе в скиммер, а также среднего размера кластеров в условиях конденсирующихся сверхзвуковых струй.

DOI: 10.31857/S0032816225010216, EDN: GHXXRF

1. ВВЕДЕНИЕ

Молекулярные пучки, формируемые из сверхзвуковых газовых струй, истекающих в разреженное пространство, давно являются объектом интереса исследователей в различных областях науки и техники [1–8]. Одним из наиболее современных направлений является использование кластированных молекулярных пучков. Как правило, экспериментаторы стремятся достичь максимальной интенсивности в приосевой области молекулярного пучка. Однако газодинамика, а также достоверное детектирование таких объектов еще недостаточно изучены. Помимо особенностей скиммирования кластированных потоков, отличающегося от детально изученного формирования с помощью скиммера сверхзвуковых струй в отсутствие конденсации [9], много вопросов возникает о достоверности измерений параметров молекулярного пучка датчиками закрытого (измерение интенсивности) и открытого (измерение плотности) типа. Так, масс-спектрометрия осевых профилей плотности молекулярного пучка в условиях развитой конденсации дает совершенно неожиданные результаты [10]. Измерение плотности простым ионизационным датчиком открытого типа в условиях кластеров в молекулярном пучке дает заниженные данные о плотности, в том числе

из-за того, что кластер представляет собой, как правило, один ион, несмотря на большое число образовавших его атомов или молекул.

Наиболее популярные методы масс-спектрометрии (квадрупольный и времязпролетный) с достаточно большим промежутком времени между ионизацией анализируемого потока и его регистрацией на детекторе вследствие раз渲а кластеров при ионизации, напротив, демонстрируют необычно высокую концентрацию мономеров. В то же время в детекторе закрытого типа (как правило, датчике ионизационного типа с узким входным отверстием) данные об интенсивности молекулярного пучка дают вполне достоверную информацию об общем числе достигших детектора частиц вследствие эффективного испарения кластеров внутри детектора, однако неопределенным оставляют вопрос о скорости потока на входе в детектор.

Распределение интенсивности или плотности молекулярного пучка поперек оси позволяет не только изучить особенности расширения кластированного пучка и оценить скоростное отношение на входе в скиммер, но и рассмотреть газодинамику сверхзвуковых потоков перед скиммированием. Ранее были выполнены работы по диагностированию локальной плотности поперек оси молекулярного пучка в потоках без кластеров [11, 12]. В нашей работе пред-

ложена система диагностики интенсивности в условиях формирования молекулярных пучков из сверхзвуковых кластированных потоков, а также изложены результаты и проблемы таких измерений.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Эксперименты выполнены на экспериментальном газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 отдела прикладной физики Новосибирского государственного университета. Описание стенда, его вакуумных и диагностических возможностей приведено в работах [13–16].

На рис. 1 изображена принципиальная схема измерений. Источником сверхзвуковой струи являлась размещенная в камере расширения 1 форкамера со сменным звуковым или сверхзвуковым соплом 2 на координатном устройстве 3, обеспечивающем перемещение в трех взаимно ортогональных направлениях X , Y , Z , а также поворот в плоскости XY с точностью 10 мкм и 0.1° соответственно. Перемещение осуществляется по заданной программе с помощью шаговых двигателей, также размещенных внутри вакуумной камеры 1. Молекулярный пучок формиру-

ется с помощью конусообразного скиммера 4 с внутренним и наружным углами раствора 45 и 55°, диаметром входного сечения $d_s = 0.49$ мм и острой входной кромкой. Соосность молекулярно-пучковой системы достигается путем тщательной юстировки по лазерному лучу, проходящему через сопло, скиммер и входное отверстие детектора при разных координатах по оси X .

В работе использованы звуковое сопло и сверхзвуковое с конической частью диффузора. Параметры сопел приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры использованных сопел

Сопло	d_* , мм	L , мм	d_a , мм	M_a	
				N_2	Ar
1	0.51	—	—	1.0	1.0
2	0.26	3.6	1.5	5.5	8.1

Примечание: d_* – диаметр критического сечения сопла, L – длина, d_a – диаметр выходного отверстия сверхзвукового сопла, M_a – значение числа Маха в выходном сечении сопла.

Детектор молекулярного пучка 5 установлен в послескиммерной секции молекулярно-пучковой системы 6 на однокомпонентном координатном устройстве 7, обеспечивающем перемещение детектора поперек молекулярного пучка в

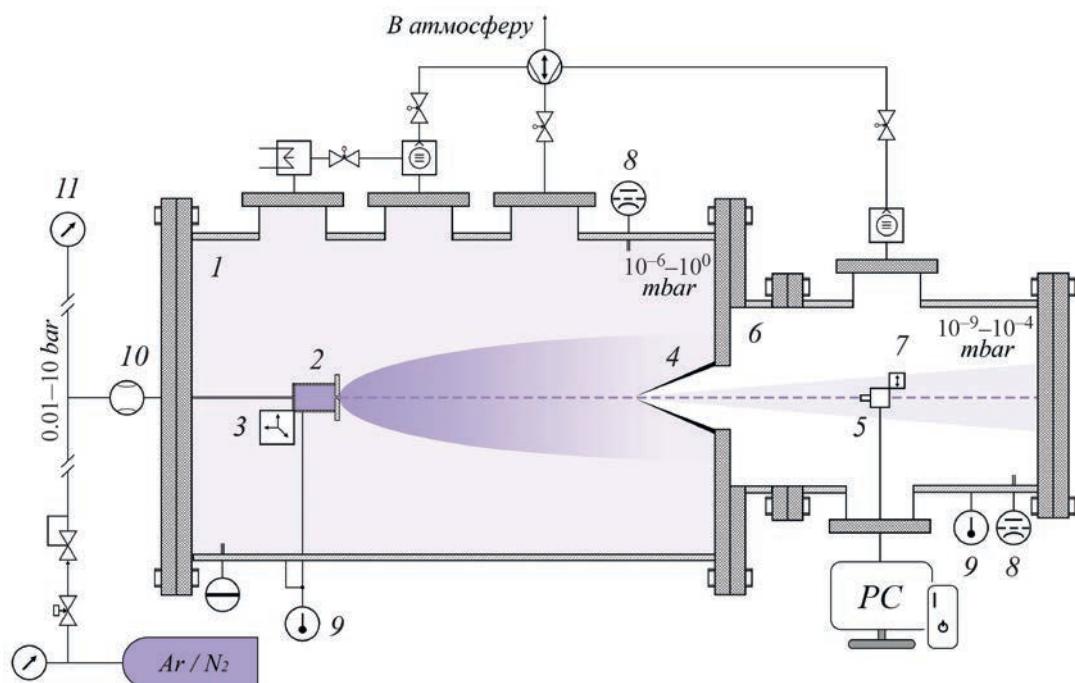


Рис. 1. Схематическое изображение измерительного участка стенда ЛЭМПУС-2: 1 – камера расширения, 2 – форкамера с соплом, 3 – 4-компонентный координатный механизм, 4 – скиммер, 5 – детектор молекулярного пучка, 6 – послескиммерная камера, 7 – ручной координатный механизм, 8 – вакуумметр ионизационный, 9 – датчик температуры, 10 – регулятор расхода, 11 – датчик абсолютного давления.

пределах 150 мм с точностью позиционирования 0.1 мм.

В качестве детектора в работе использован вакуумный датчик давления 356 Micro-Ion Plus, информация от которого через адаптер записывается на персональном компьютере. Для измерения интенсивности молекулярного пучка вход датчика оснащен диафрагмой с отверстием диаметром 2 мм. Измерения интенсивности проводятся путем последовательной локализации положения датчика (входного отверстия ионизационной лампы) на задаваемых расстояниях относительно оси молекулярного пучка. Одновременно осуществляются фиксация и запись давления фонового газа в послескиммерной секции с помощью второго такого же датчика, расположенного на патрубке послескиммерной секции вдали от оси молекулярного пучка 8.

Предварительно показания обоих датчиков в отсутствие молекулярного пучка сверяются и согласуются в диапазоне измерений. Разница между показаниями датчиков давления на выбранной линии тока в молекулярном пучке и в фоновом пространстве (гарантированно вне влияния направленного движения частиц молекулярного пучка) принимается за значение интенсивности молекулярного пучка в относительных единицах при условии постоянства скорости направленного движения в молекулярном пучке (в гиперзвуковых течениях соответствует предельной скорости потока).

Температура газа в форкамере сопла, в камере расширения и послескиммерной камере регистрируется многоканальным датчиком 9 марки Ketotek STC-3008 с погрешностью менее 0.2%. Давление газа до расширения задается задатчиком расхода газа 10 марки РРГ-12 и регистрируется датчиком 11 марки Siemens Sitrans P7MF1564 с погрешностью 0.25% от максимального измеряемого значения.

Разрежение в камере расширения и послескиммерной камере обеспечивается откачной системой, состоящей из турбомолекулярных и гелиевых криогенных насосов, подключенных по параллельной схеме. Варьирование рабочего газа, подаваемого в форкамеру сопла, давления и температуры торможения, а также угла поворота струи относительно оси молекулярно-пучковой системы обеспечивает возможность определения поперечных профилей интенсивности молекулярного пучка при различных условиях истечения (в режимах при числах Маха в потоке $M > 3$).

Следует отметить, что такая схема измерений позволила определять интенсивность в поперечном сечении молекулярного пучка не только при фиксированном расстоянии сопло–скиммер (соответственно, неизменном давлении фонового газа в послескиммерной секции), но и при варьировании этого расстояния, меняющем поток газа через скиммер и величину фонового давления в послескиммерной секции. Таким образом можно было регистрировать зависимость интенсивности на любой линии тока в молекулярном пучке при изменении расстояния сопло–скиммер.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Пример зарегистрированных значений интенсивности в зависимости от расстояния между входным отверстием детектора и осью молекулярного пучка, y_b (в мм), на трех расстояниях между соплом и скиммером ($x = 25, 45, 60$ мм) приведен на рис. 2а. Данные получены при истечении азота из звукового сопла № 1 (табл. 1), фиксированных значениях температуры ($T_0 = 300$ К) и давления торможения ($P_0 = 50$ кПа), а также давления в камере расширения ($P_\infty = 0.59$ Па). Величины интенсивности приведены в единицах, соответствующих показаниям датчика, регистрирующего суммарный сигнал, определяемый молекулярным пучком и фоновым газом в послескиммерной секции.

Стоит отметить, что диапазон перемещения датчика поперек оси молекулярного пучка составляет 150 мм, что позволяет зарегистрировать полный поперечный профиль и фоновое значение сигнала только с одной стороны от оси молекулярного пучка. При вычитании фоновых сигналов зависимости приобретают вид, приведенный на рис. 2б. Сопоставимые значения интенсивности полезного и фонового сигналов увеличивают погрешность измерений, составляющую, по оценкам, не менее 20%. Однако, как следует из приведенных графиков, разброс данных вследствие случайных шумов не влияет существенно на регистрируемые значения.

Поскольку для последующего анализа данных требуются относительные значения интенсивности поперечных профилей молекулярного пучка, на рис. 3 приведены данные, нормированные к единице в максимуме, $I_{\text{норм}} = (I - I_\Phi) / (I - I_\Phi)_{\text{макс}}$.

Согласно оценке [17], расстояние до диска Маха в этих измерениях составляло около 100 мм.

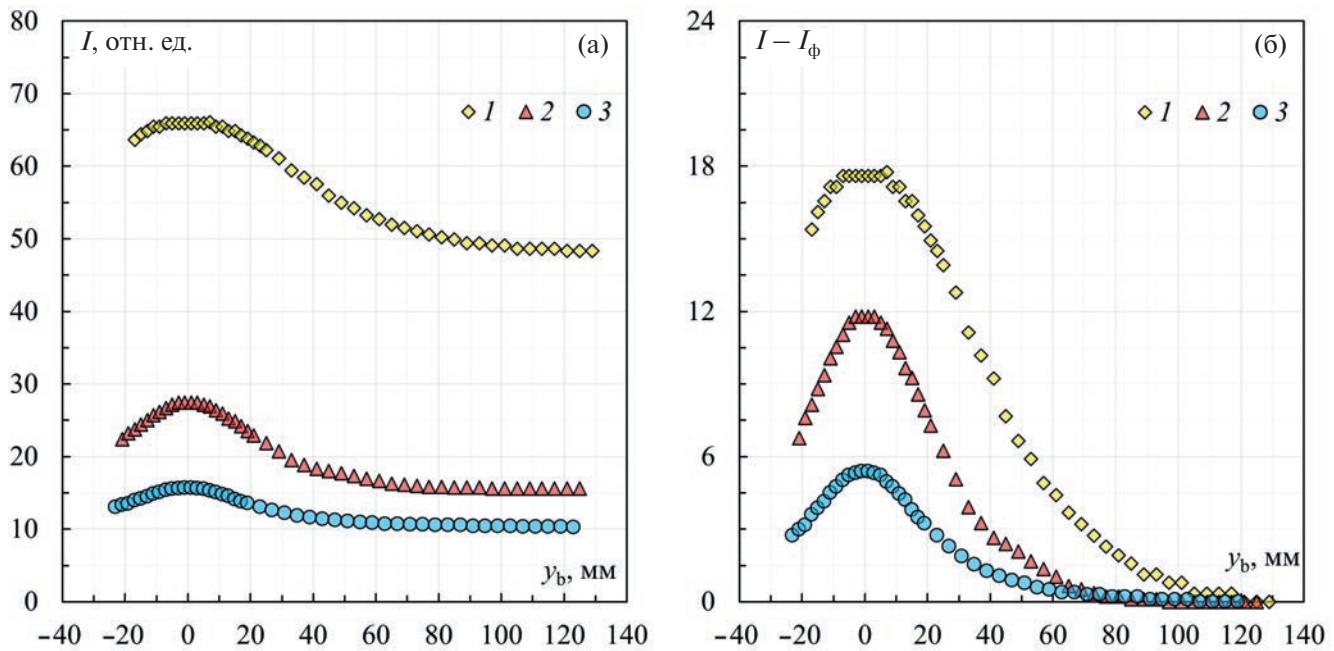


Рис. 2. Экспериментальные значения интенсивности сигналов поперек молекулярного пучка азота на трех расстояниях x между звуковым соплом № 1 (табл. 1) и скиммером: 25 мм (1), 45 мм (2) и 60 мм (3); α – интегральные значения, β – после вычитания фонового сигнала.

При этом число Кнудсена Kn_S , рассчитанное по изэнтропическому значению плотности в струе и диаметру входного сечения скиммера, на расстояниях 25, 45 и 60 мм составило соответственно 2.6, 8.5, 15. Поэтому на ближайшем к соплу расстоянии можно было ожидать влияния внутреннего скиммерного взаимодействия [9] на измерения поперечных профилей плотности. Как и предполагалось, на расстоянии $x = 25$ мм поперечный профиль (зависимость от y_b) значительно шире, что соответствует более широкому разлету молекул в молекулярном пучке и, соответственно, меньшему числу Маха. В то же время

при удалении скиммера от сопла и при большем значениям числа Кнудсена влияние скиммерного взаимодействия ослабевает, а число Маха растет.

При истечении аргона из сверхзвукового сопла малого диаметра (сопло № 2, табл. 1) при давлении торможения 100 кПа кластерообразование практически не оказывает влияния на газодинамику потока [средний размер кластеров, оцененный по работе [18], $\langle N \rangle = 4$, поэтому зависимость поперечных профилей интенсивности в молекулярном пучке от расстояния x мало отличается от полученной в азоте (рис. 4)].

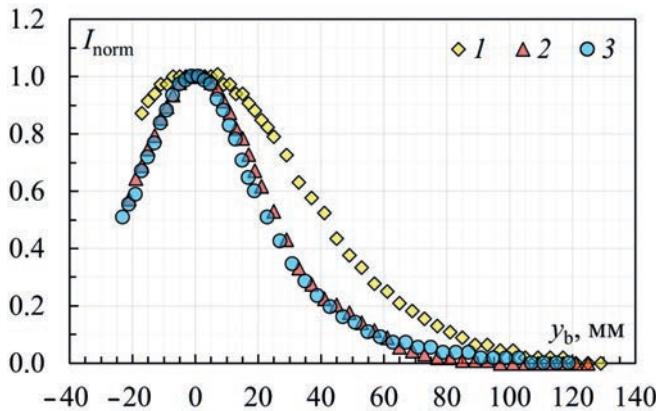


Рис. 3. Поперечные профили интенсивности молекулярного пучка после нормировки к единице в максимуме. Условия те же, что и на рис. 2.

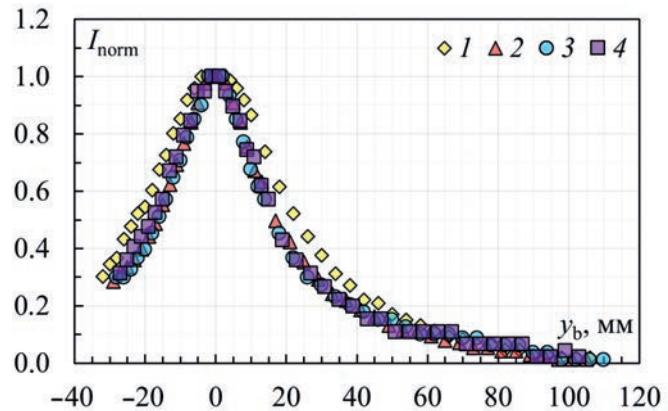


Рис. 4. Поперечные профили интенсивности молекулярного пучка на четырех расстояниях x между соплом и скиммером: 40 мм (1), 60 мм (2), 80 мм (3) и 100 мм (4). Аргон, сверхзвуковое сопло № 2 (табл. 1).

Размер первичной бочки для этих режимов истечения составил свыше 100 мм, число Кнудсена $Kn_S = 10$ уже на минимальном из рассмотренных расстояний x . Незначительное уширение профиля на расстоянии $x = 40$ мм свидетельствует, по-видимому, о незавершенном процессе роста числа Maxa.

Зависимость уширения поперечного профиля молекулярного пучка не только от геометрического положения скиммера относительно сопла и изэнтропического значения числа Maxa в струе, но и от эффективности кластерообразования проиллюстрирована на рис. 5, где приведено сравнение результатов для двух газов

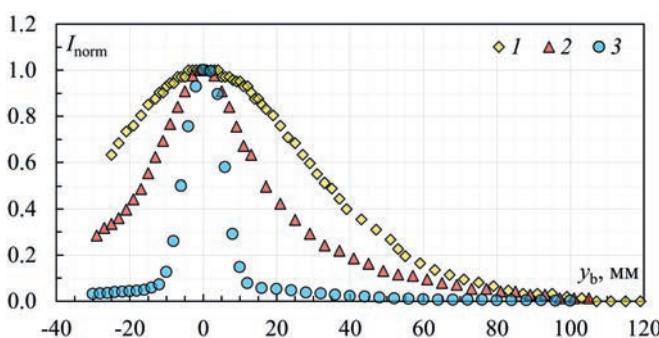


Рис. 5. Сравнение результатов при различном среднем размере кластеров: 1 – N_2 , $P_0 = 300$ кПа, $x = 60$ мм; 2 – Ar, $P_0 = 100$ кПа, $x = 60$ мм; 3 – Ar, $P_0 = 300$ кПа, $x = 60$ мм.

в сопоставимых условиях истечения. Во всех режимах использовано сверхзвуковое сопло № 2 (табл. 1). Выбраны режимы с одинаковым расстоянием между критическим сечением сопла и скиммером, $x = 60$ мм. При истечении аргона сопоставлены режимы с различающимися в три раза давлениями торможения при сохранении фиксированной температуры торможения. Согласно оценке [18], средний размер кластеров при $P_0 = 100$ кПа составляет $\langle N \rangle = 60$, при 300 кПа $\langle N \rangle = 840$. При этом же давлении в струе азота $\langle N \rangle = 15$. Соответственно, ширина поперечного профиля интенсивности молекулярного пучка в струе азота наибольшая, а в аргоне при высоком давлении торможения – наименьшая.

Полученные экспериментальные данные наглядно иллюстрируют возможность связать форму и ширину регистрируемых поперечных профилей плотности молекулярного пучка с числом Maxa на входном срезе скиммера.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнена разработка экспериментальной методики измерения интенсивности в поперечном сечении молекулярного пучка в послескиммерной секции установки. В качестве детектора интенсивности использован вакуумный манометрический датчик. Предложена и испытана схема учета влияния фонового газа. Параллельная запись значений фонового давления в послескиммерной секции обеспечила контролируемый учет вклада фоновой компоненты в полезный сигнал и высокую достоверность получаемых результатов. Мощная откачная система установки позволила выполнить исследования в широком диапазоне давлений торможения с соплами разной формы и геометрических размеров.

Приведенные результаты измерений продемонстрировали прямую зависимость формы и ширины поперечных профилей молекулярного пучка от числа Maxa на входе в скиммер, а также среднего размера кластеров в условиях конденсирующихся сверхзвуковых струй. Установленная достоверность получаемых результатов позволяет в дальнейшем решать вопросы определения числа Maxa, а при знании направленной скорости потока – поступательной температуры в исследуемых струях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена на уникальном оборудовании центра коллективного пользования “Прикладная физика” Новосибирского государственного университета при поддержке Министерства образования и науки РФ (грант FSUS-2020-0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Эстерман И. // УФН. 1947. Т. 32 (1). С. 89.
- Kantrowitz A., Grey J. // Rev. Sci. Instrum. 1951. V. 22 (5). P. 328.
<https://doi.org/10.1063/1.1745921>
- Kistiakowsky G.B., Slichter W.P. // Rev. Sci. Instrum. 1951. V. 22 (5). P. 333.
<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1745922>
- Рамзай Н. Молекулярные пучки. М.: ИЛ, 1960.
- Advances in Chemical Physics. Vol. X. Molecular Beams / Ed. by J. Ross. New York: Interscience, 1966.

6. Luria K., Christen W., Even U. // J. Phys. Chem. A. 2011. V. 115. P. 7362.
<https://doi.org/10.1021/jp201342u>
7. Карпенко А.Ю., Батурина В.А. // Журнал нано- и электронной физики. 2012. Т. 4 (4). С. 04015.
8. Bi H., Zhang Y., He Z., Zuo G., Cao B., Zhang J., Wu J., Cao Q., Wang X. // Vacuum. 2023. V. 214. 112228.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2023.112228>
9. Зарвин А.Е., Шарафутдинов Р.Г. // ПМТФ. 1979. № 6. С. 107.
10. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художников В.Э. // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24 (5). С. 691.
11. Bossel U. // Archives of Mechanics. 1974. V. 26 (3). P. 355.
12. Зарвин А.Е., Шарафутдинов Р.Г. Динамика разреженных газов. Новосибирск: Изд-во Института теплофизики СО АН, 1976.
13. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Yaskin A.S., Khudozhitkov V.E. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45 (5). P. 819.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2682901>
14. Zarvin A., Yaskin A., Kalyada V., Dubrovin K. // J. Fluids Eng. 2022. V. 44 (7). 071204.
<https://doi.org/10.1115/1.4053372>
15. Zarvin A.E., Madirbaev V.Zh., Dubrovin K.A., Yaskin A.S. // Fluid Dynamics. 2023. V. 58 (8). P. 1668.
<https://doi.org/10.1134/S0015462823602747>
16. Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S., Dering E.D. // Vacuum. 2023. V. 218. 112652.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2023.112652>
17. Ashkenas H.Z., Sherman F.S. // Proc. of the 4th RGD Symposium. 1964. V. 2. P. 84.
18. Hagen O. // Z. Phys. D. Atoms, Molecules and Clusters. 1987. V. 4. P. 291.
<https://doi.org/10.1007/BF01436638>

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 532.529.6

СТЕНД ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ
ОСАЖДЕНИЯ ОБЛАКА БИДИСПЕРСНЫХ КАПЕЛЬ

© 2025 г. В. А. Архипов^{a,*}, С. А. Басалаев^a, Н. Н. Золоторёв^a,
К. Г. Перфильева^{a,**}, В. И. Романдин^a

^aНациональный исследовательский Томский государственный университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36

* e-mail: leva@niipmt.tsu.ru

** e-mail: k.g.perfiljeva@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.06.2024 г.

После доработки 25.10.2024 г.

Принята к публикации 23.11.2024 г.

Представлены описание экспериментального стенда и примеры его применения для исследования динамики гравитационного осаждения облака бидисперсных капель с заданными значениями их диаметров и начальной концентрации. Основным элементом стенда является оригинальное устройство для получения кластера капель. Показано, что для условий проведенных экспериментов, характеризующихся образованием бидисперсного облака при одновременном отрыве двух горизонтальных слоев монодисперсных капель, на начальном участке осаждения облако движется как единое целое. На некотором расстоянии, зависящем от размеров капель, бидисперсное облако расслаивается на два кластера монодисперсных капель, каждый из которых движется в режиме “продуваемого” облака.

DOI: 10.31857/S0032816225010223, EDN: GHZJUQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Стенд предназначен для исследования закономерностей движения бидисперсного облака капель, состоящего из крупнодисперсной и мелкодисперсной фракций, каждая из которых содержит капли одинакового размера. Получение облака или кластера капель с контролируемыми значениями их размеров и объемной концентрации представляет интерес при проведении экспериментальных исследований закономерностей коагуляции и дробления сталкивающихся капель разных размеров [1], скорости испарения капель в высокотемпературной газовой среде [2] и других физических процессов, характеризующих движение гетерогенных сред.

Основной объем публикаций по способам и устройствам получения капель относится к одиночным каплям, потоку последовательно движущихся капель, или облаку полидисперсных капель, образующихся при распыливании жидкости форсунками различных типов [3–5]. Результаты экспериментального исследова-

ния закономерности движения бидисперсного облака капель позволяют более детально изучить механизмы отдельных элементарных процессов, оценить адекватность используемых для их описания моделей и в конечном счете повысить достоверность создаваемых физико-математических моделей и компьютерных программ расчета полидисперсных двухфазных течений [1].

В нашей статье рассмотрены экспериментальный стенд и примеры его применения для исследования динамики гравитационного осаждения облака бидисперсных капель с заданными значениями их диаметров и начальной концентрации.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема экспериментального стенда включает устройство для получения облака бидисперсных капель, систему визуализации процесса осаждения капель и электронные весы для определения их размера весовым методом. Основным элементом стендя является оригинальное устройство

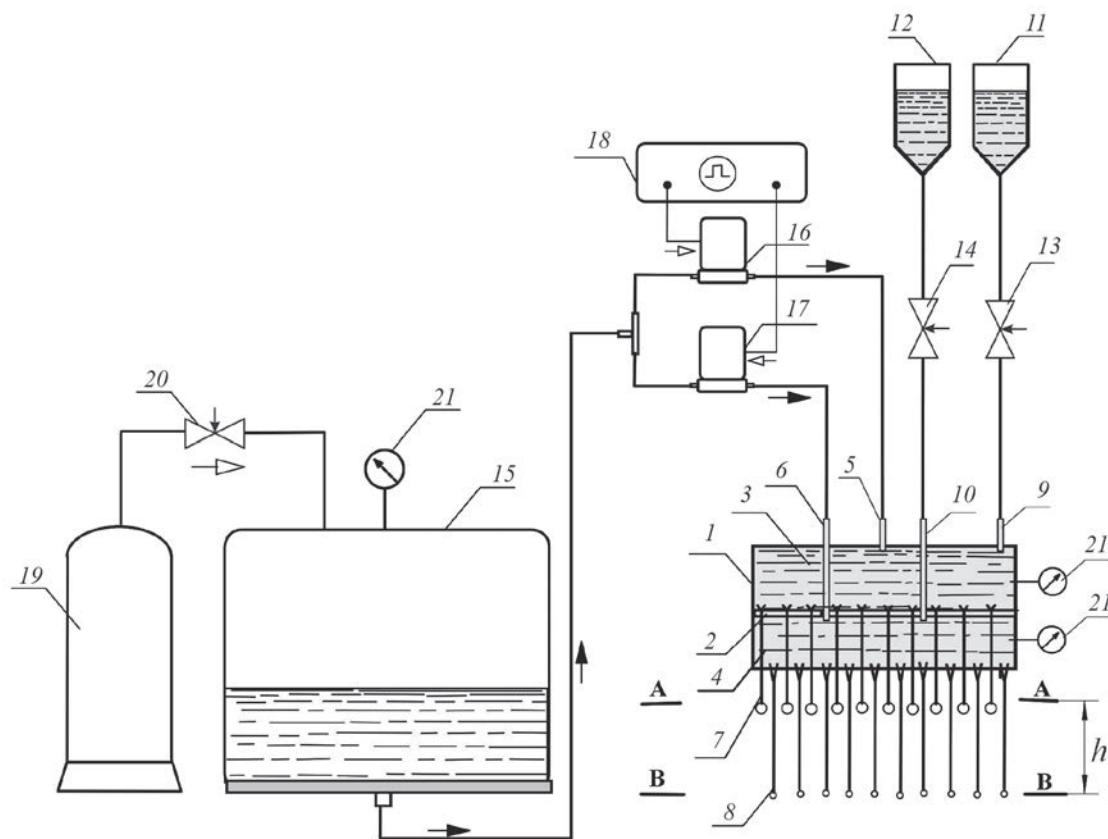


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – двухкамерный сосуд; 2 – перегородка; 3, 4 – цилиндрические камеры; 5, 6, 9, 10 – патрубки; 7, 8 – капилляры; 11, 12 – открытые сосуды с рабочей жидкостью; 13, 14 – регулировочные вентили; 15 – резервуар; 16, 17 – электропневмоклапаны; 18 – контроллер; 19 – баллон со сжатым воздухом; 20 – редуктор; 21 – манометры.

для получения облака бидисперсных капель [6], схема которого приведена на рис. 1.

Устройство состоит из двухкамерного подающего жидкость сосуда 1 с герметичной перегородкой 2, которая отделяет друг от друга замкнутые цилиндрические камеры 3, 4, расположенные соосно одна над другой. На верхних крышках камер 3, 4 расположены патрубки 5, 6 для заполнения камер жидкостью. На нижних крышках камер 3, 4 размещены наборы капилляров 7, 8, диаметр которых одинаков для каждого из наборов. Диаметр капилляров 7 для верхней камеры 3 больше, чем диаметр капилляров 8 для нижней камеры 4. Капилляры 7 для верхней камеры 3 проходят через нижнюю камеру 4 и загерметизированные отверстия в ее нижней крышке. Верхние крышки камер 3, 4 соединены шлангами через патрубки 9, 10 с сосудами 11, 12, наполненными жидкостью с открытой свободной поверхностью. На соединительных шлангах расположены регулировочные вентили 13, 14. Патрубки 5, 6 камер 3, 4 соединены с резервуаром 15 через электропневмоклапаны (ЭПК) 16,

17, управляемые программируемым контроллером 18. Резервуар 15, заполненный жидкостью, соединен с баллоном 19, содержащим сжатый воздух, через редуктор 20. В резервуаре 17 и камерах 3, 4 установлены манометры 21 для контроля давления.

В качестве капилляров использовались медицинские инъекционные иглы (инъекторы) фирмы Vogt Medical. Каждый из наборов капилляров 7, 8 включал по 20 идентичных инъекторов. Для образования капель использовались тыльные стороны инъекторов с прямым срезом (рис. 2). Среднее расстояние между осями соседних капилляров составляло 7.0 мм.

При проведении серии экспериментов по исследованию динамики осаждения облака капель предварительно удаляли воздух из камер 3, 4 и из наборов капилляров 7, 8 путем вытеснения жидкости из резервуара 15 сжатым воздухом из баллона 19 через редуктор 20. Жидкость подавалась в камеры 3, 4 через патрубки 5, 6 и открытые ЭПК 16, 17. Давление в камерах 3, 4 медленно повышалось за счет подачи в камеры

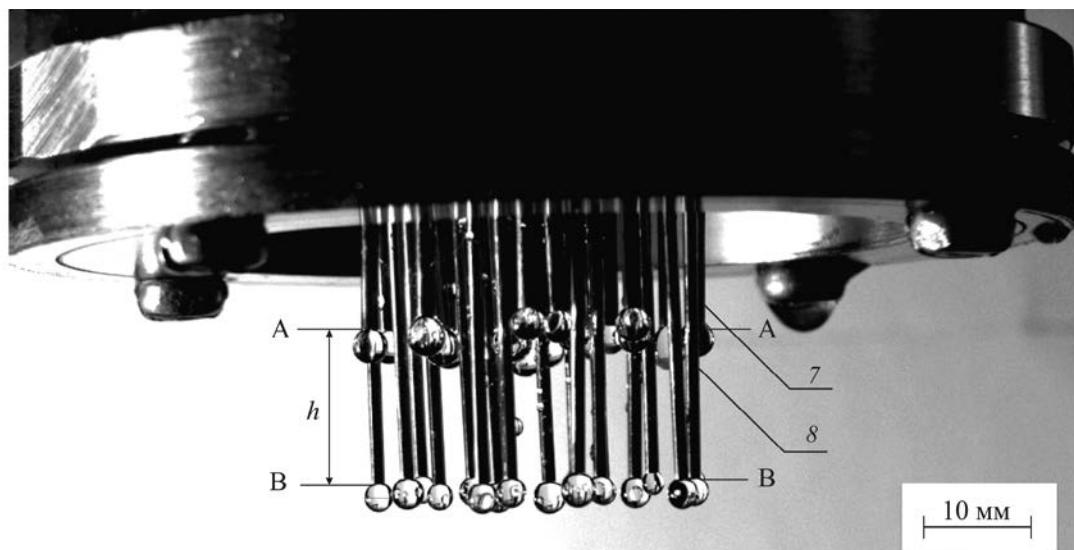


Рис. 2. Фотография исходного облака бидисперсных капель, образованных на концах капилляров.

жидкости из сосудов 11, 12 путем плавного открытия регулировочных вентиляй 13, 14. При достижении заданных значений перепада давления Δp_i ($i = 1, 2$) в каждой из камер добивались заданного времени формирования капель на концах капилляров 7, 8. Перепады давлений в камерах контролировались манометрами 21. При достижении заданного значения времени формирования капель t_0 избыточное давление Δp_i удалялось путем перекрытия вентиляй 13, 14, соединяющих камеры с сосудами 11, 12, имеющими открытую поверхность и, соответственно, действующее на нее атмосферное давление. При этом в каждом из наборов капилляров 7, 8 в горизонтальных плоскостях АА и ВВ формировались слои диаметром d_c устойчиво висящих на концах капилляров монодисперсных капель (рис. 2).

Для образования облака бидисперсных капель при отрыве их от концов капилляров 7, 8 создавались импульсы давления с заданными значениями амплитуды P_i , длительности Δt и задержки времени Δt . Импульсы давления P_i производились за счет подачи жидкости из резервуара 15 через ЭПК 16, 17, заданные параметры работы которых для каждой из камер 3, 4 устанавливались программируемым контроллером 18.

Визуализация процесса осаждения проводилась двумя скоростными видеокамерами марки MER2-502-79U3C с темпом съемки 450 кадров в секунду, установленными на разных расстояниях от исследуемой области. Одна из камер регистрировала поле съемки размером $10 \times 10 \text{ см}^2$, что позволяло оценить размер капель. Вторая камера регистрировала исследуемую область осаждения

облака капель высотой до 2 м и использовалась для определения скорости осаждения центра масс облака капель путем покадровой обработки результатов видеосъемки.

Для определения размера капель использовался весовой метод, основанный на измерении массы M группы из $n = 100\text{--}200$ идентичных капель, осаждающихся в приемную емкость, установленную на аналитических лабораторных весах марки ВК-150.1 с ценой деления 10 мг. Диаметр капли рассчитывался по формуле

$$D = \sqrt[3]{6m/\pi\rho},$$

где $m = M/n$ — масса одиночной капли, ρ — плотность жидкости.

Начальная объемная концентрация капель определялась отдельно для горизонтального слоя АА крупнодисперсных капель и для горизонтального слоя ВВ мелкодисперсных капель (рис. 2) путем расчета суммарного объема $N = 20$ капель, образующих слой, и объема слоя диаметром 32 мм и высотой, равной диаметру образующих этот слой капель.

Для определения диаметра капилляров, обеспечивающих получение облака капель заданного диаметра D , используется формула Тэйта [7], в соответствии с которой критическим условием отрыва капли от капилляра является равенство сил тяжести и поверхностного натяжения, действующих на каплю:

$$mg = k\pi\sigma d, \quad (1)$$

где g — ускорение свободного падения, $k = (0.53\text{--}0.73)$ — коррелирующий коэффициент, учитывающий сужение перешейка при образо-

вании капли из капилляра [7], σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, d – внутренний (для несмачивающих жидкостей) или наружный (для смачивающих жидкостей) диаметр капилляра.

Подставляя в формулу (1) массу сферической капли $m = \rho\pi D^3 / 6$, получим формулу для расчета диаметра капилляра, обеспечивающего получение капель заданного диаметра:

$$d = \frac{\rho g D^3}{6k\sigma} = \frac{\rho g D^3}{3.6\sigma}.$$

Диаметр капель в облаке бидисперсных капель можно варьировать путем использования сменных капилляров разного диаметра, а также изменением коэффициента поверхностного натяжения σ за счет введения поверхностно-активного вещества в исследуемую жидкость.

Для определения значений Δp_i предварительно проведем расчет массового секундного расхода жидкости G , обеспечивающего заданное время образования капель t_0 :

$$G = m/t_0, \quad (2)$$

Время образования капель на концах капилляров $t_0 = 50$ с выбиралось из условия отсутствия возмущающих воздействий на каплю при ее медленном образовании при поступлении жидкости из капилляра [7]. При таких значениях времени образования отклонение измеренного диаметра образующейся капли от рассчитанного по формуле Тэйта не превышает 0.5%.

Для капилляров малого диаметра при ламинарном режиме течения объемный секундный расход вязкой жидкости через капилляр определяется формулой Пуазейля [8]

$$Q = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8\mu l},$$

где r – внутренний радиус капилляра, Δp – перепад давления на капилляре, μ – коэффициент динамической вязкости жидкости, l – длина капилляра.

Массовый секундный расход определяется формулой

$$G = \rho Q = \rho \frac{\pi r^4 \Delta p}{8\mu l}. \quad (3)$$

Выражая радиус капилляра r через площадь его поперечного сечения $S = \pi r^2$, формулу (3) можно представить в виде

$$G = \frac{\rho S^2 \Delta p}{8\pi\mu l}. \quad (4)$$

Из формулы (4) получается следующее соотношение для определения необходимых значений перепада давления Δp_i ($i = 1, 2$), обеспечивающих получение капель с заданными значениями их массы (или размера) через капилляры с геометрическими характеристиками S_i, l_i :

$$\Delta p_i = \frac{8\pi\mu l_i}{\rho S_i^2} G_i = \frac{8\pi\mu l_i}{\rho S_i^2} \frac{m_i}{t_0}. \quad (5)$$

Соотношения для определения амплитуды $P_i \geq 10\Delta p_i$ и длительности $\Delta t = 70$ мс импульсов давления для каждой из камер получены по результатам экспериментов с варьированием этих величин, они соответствуют условию одновременного стабильного отрыва всех капель в каждом из наборов капилляров.

В лабораторных исследованиях в ряде случаев необходимо рассмотреть взаимодействие и испарение капель в облаке на заданном расстоянии x^* от начала осаждения. Поскольку крупнодисперсная фракция капель опережает мелкодисперсную, для обеспечения образования бидисперсного облака в заданной точке x^* необходимо крупнодисперсные капли сбрасывать с задержкой времени Δt по отношению к мелкодисперсным. Для определения задержки времени Δt рассмотрим динамику осаждения капель разных размеров.

Предварительно определяем зависимости пройденного расстояния x от времени τ для заданных значений диаметров капель D_1 и D_2 :

$$x = f_1(\tau), x = f_2(\tau). \quad (6)$$

Эти зависимости определялись численным решением уравнения гравитационного осаждения одиночной капли с заданными зависимостями коэффициента сопротивления для разных режимов осаждения (стоксовский, промежуточный и автомодельный) [9].

Из соотношений (6) находим обратные функции:

$$\tau = \varphi_1(x) = f_1^{-1}(x), \quad \tau = \varphi_2(x) = f_2^{-1}(x), \quad (7)$$

определяющие зависимость времени осаждения капель с диаметрами D_1, D_2 от пройденного расстояния. В качестве примера рассмотрим осаждение бидисперсного облака капель с диаметрами $D_1 = 5$ мм и $D_2 = 1$ мм, графики $\tau = \varphi_1(x)$, $\tau = \varphi_2(x)$ для которых представлены на рис. 3.

По заданному значению x^* , например $x^* = 2.0$ м, находим из графиков (см. рис. 3) времена $\tau_1 = 0.64$ с, $\tau_2 = 0.69$ с прохождениями каплями диаметром D_1, D_2 расстояния $x^* + h$ и x^* соответственно.

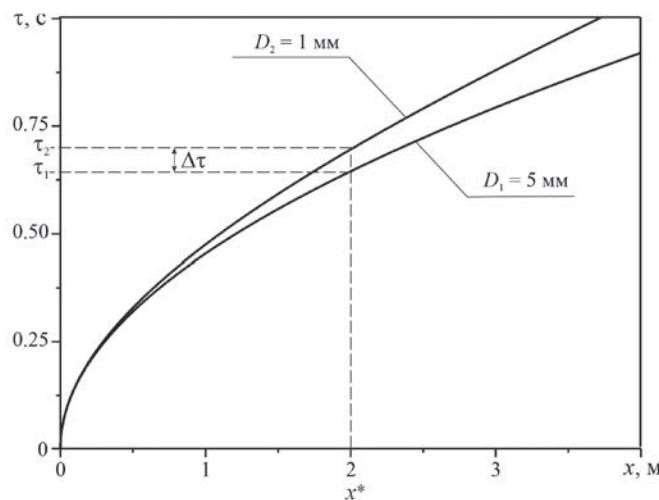


Рис. 3. Зависимости времени гравитационного осаждения капель разного диаметра от пройденного расстояния ($D_1 = 5.0 \text{ мм}$, $D_2 = 1.0 \text{ мм}$).

Задержку времени $\Delta\tau$ между импульсами давления в камерах определяем по соотношению

$$\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1 = \varphi_2(x^*) - \varphi_1(x^* + h) = 0.69 - 0.64 = 0.05 \text{ с} = 50 \text{ мс.}$$

В экспериментах расстояние между слоями капель (рис. 2) составляло $h = 14.4 \text{ мм}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

С помощью рассмотренного стенда проведена серия экспериментов по исследованию динамики осаждения облака бидисперсных капель дистиллированной воды. Физические свойства воды, необходимые для расчета характеристик облака капель, приведены в табл. 1. Для получения капель контролируемых размеров использовались инъекционные иглы (инъекторы 16G, 18G, 21G), основные размеры которых (внутренний и наружный диаметры, длина) приведены в табл. 2. В табл. 2 приведены также измеренные весовым методом диаметры образующихся капель.

Таблица 1. Физические свойства дистиллированной воды при $T = 293 \text{ K}$

Параметр	ρ , кг/м ³	μ , Па · с	σ , Н/м
Значение	998	$1.002 \cdot 10^{-3}$	$72.28 \cdot 10^{-3}$

Табл. 2. Характеристики инъекторов и измеренные весовым методом диаметры образующихся капель, мм

Инъектор	$d_{\text{вн}}$	$d_{\text{вн}}$	l	D
16 G	1.19	1.65	40	3.66 ± 0.04
18 G	0.84	1.27	40	3.20 ± 0.03
21 G	0.51	0.82	40	2.88 ± 0.01

На рис. 4а представлена качественная картина гравитационного осаждения облака бидисперсных капель с диаметрами $D_1 = 3.7 \text{ мм}$ и $D_2 = 2.9 \text{ мм}$, полученная видеосъемкой первой видеокамерой, расположенной вблизи исследуемой области, с полем съемки размером $10 \times 10 \text{ см}^2$. На рис. 4б представлена качественная картина гравитационного осаждения облака бидисперсных капель, более близких по размеру ($D_1 = 3.7 \text{ мм}$ и $D_2 = 3.2 \text{ мм}$), полученная видеосъемкой второй видеокамерой, регистрирующей всю исследуемую область осаждения облака капель высотой до 2 м.

Из приведенных на рис. 4 видеокадров следует, что для каждого из рассмотренных в процессе гравитационного осаждения облаков бидисперсных капель наблюдаются две основные стадии эволюции: I – образование и дви-

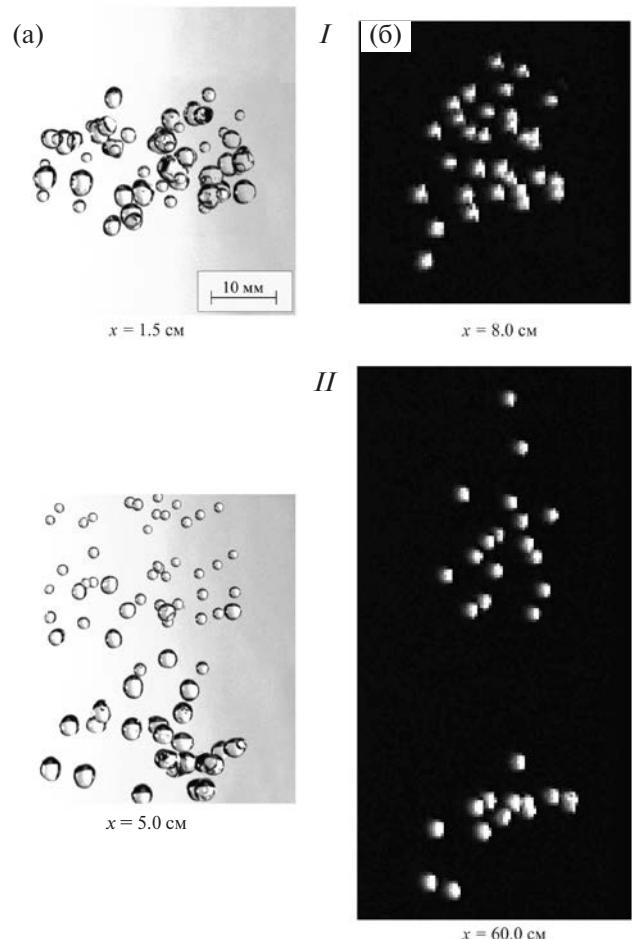


Рис. 4. Качественная картина гравитационного осаждения облака бидисперсных капель с диаметрами $D_1 = 3.7 \text{ мм}$, $D_2 = 2.9 \text{ мм}$ (а) и $D_1 = 3.7 \text{ мм}$, $D_2 = 3.2 \text{ мм}$ (б) на разных расстояниях x от плоскости ВВ: стадия I – образование облака бидисперсных капель; стадия II – расслоение облака на два кластера монодисперсных капель.

жение облака бидисперсных капель как единого целого; II – расслоение облака на два кластера монодисперсных капель. Для облака бидисперсных капель со значительно различающимися диаметрами $D_1 = 3.7$ мм и $D_2 = 2.9$ мм расслоение облака на два кластера проходит на меньшем расстоянии, чем для облака с близкими размерами капель.

На рис. 4а стадия I сохраняется на расстоянии $x = 1.5$ см от плоскости нижнего слоя капель (плоскость ВВ на рис. 2), а стадия II – на расстоянии $x = 5.0$ см. Для облака бидисперсных капель с диаметрами $D_1 = 3.7$ мм и $D_2 = 3.2$ мм (рис. 4б) стадия I сохраняется на расстоянии $x = 8.0$ см, а расслоение облака капель (стадия II) наблюдается на расстоянии $x = 60.0$ см.

В процессе экспериментов наряду с анализом качественной картины процесса осаждения измерялись скорости осаждения центра масс начального бидисперсного облака капель и центров масс каждого из кластеров монодисперсных капель. При проведении экспериментов реализовывался режим одновременного отрыва каждого из наборов капель от капилляров. Скорость осаждения определялась покадровой обработкой результатов видеосъемки с помощью программы CorelDRAW с погрешностью около 4 %. На рис. 5 представлены графики зависи-

мости измеренной скорости осаждения центра масс облака бидисперсных капель с диаметрами $D_1 = 3.7$ мм и $D_2 = 2.9$ мм от пройденного расстояния x . На этом же рисунке приведены аналогичные графики для осаждения одиночных капель, полученные численным решением уравнения осаждения одиночной капли диаметром 3.7 мм и 2.9 мм [9]. Из графиков следует, что на начальном промежутке времени капли движутся с одинаковой скоростью, а затем после расслоения облака капель на два кластера монодисперсных капель каждый из этих кластеров движется со скоростью, соответствующей скорости осаждения одиночной капли того же размера. Отклонение рассчитанных значений скорости одиночной капли от измеренной скорости центра масс кластера не превышает 2 %. Аналогичные зависимости получены для осаждения кластера с начальными диаметрами капель $D_1 = 3.7$ мм, $D_2 = 3.2$ мм (рис. 6).

Для проведенных экспериментов рассчитывались значения начальной концентрации капель для каждого из наборов капилляров. Начальная объемная концентрация рассчитывалась по формуле $C_{V0} = V_{\Sigma}/V$, где $V_{\Sigma} = (\pi D^3/6)N$ – суммарный объем капель, входящих в каждый монодисперсный кластер, а $V = D(\pi d_c^2/4)$ – начальный объем монодисперсного кластера. При $N=20$, $d_c = 32$ мм

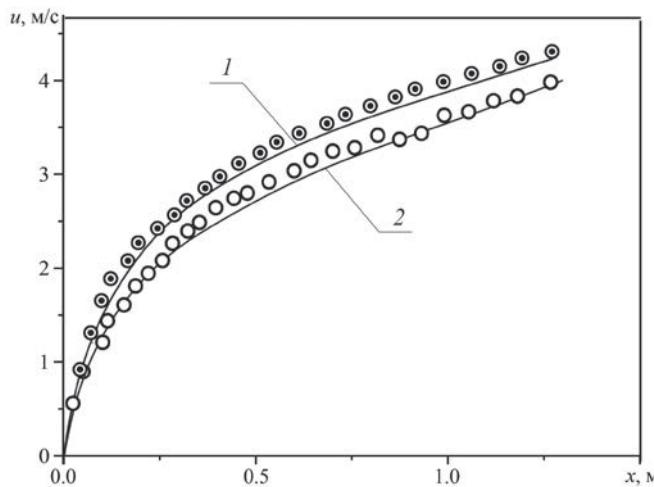


Рис. 5. Зависимости скорости осаждения кластера бидисперсных капель с диаметрами $D_1 = 3.7$ мм, $D_2 = 2.9$ мм от пройденного расстояния x : \odot – измеренные значения для кластера крупнодисперсных капель ($D_1 = 3.7$ мм); \circ – измеренные значения для кластера мелкодисперсных капель ($D_2 = 2.9$ мм); 1, 2 – рассчитанные зависимости $u(x)$ для одиночных капель диаметром 3.7 и 2.9 мм соответственно.

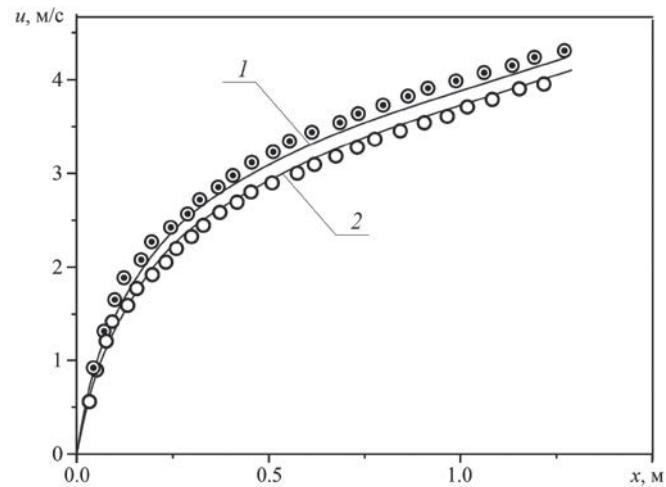


Рис. 6. Зависимости скорости осаждения кластера бидисперсных капель с диаметрами $D_1 = 3.7$ мм, $D_2 = 3.2$ мм от пройденного расстояния x : \odot – измеренные значения для кластера крупнодисперсных капель ($D_1 = 3.7$ мм); \circ – измеренные значения для кластера мелкодисперсных капель ($D_2 = 3.2$ мм); 1, 2 – рассчитанные зависимости $u(x)$ для одиночных капель диаметром 3.7 и 3.2 мм соответственно.

значения начальной объемной концентрации составляли $C_{V0} = 0.18$ для $D_1 = 3.7$ мм, $C_{V0} = 0.13$ для $D_2 = 3.2$ мм и $C_{V0} = 0.11$ для $D_2 = 2.9$ мм.

Из анализа видеокадров процесса осаждения облака следует, что начальная объемная концентрация капель резко падает при образовании бидисперсного облака в каждом из монодисперсных кластеров до значений $C_V \sim 0.02$, что соответствует осаждению в режиме “продуваемого” облака [10] и согласуется с результатами [9], полученными для осаждения монодисперсного кластера капель.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных экспериментальных данных можно сделать следующие выводы.

1. Предложен новый способ получения облака бидисперсных капель с заданными значениями начальной объемной концентрации и размера крупнодисперсной и мелкодисперсной фракций.

2. Разработан стенд для исследования качественной картины и динамики гравитационного осаждения бидисперсного облака капель при варьировании характеристик каждой из фракций и времени задержки отрыва капель Δt от капилляров крупнодисперсной фракции от мелкодисперсной.

3. Проведена оценка значения Δt , обеспечивающего взаимодействие крупнодисперсных и мелкодисперсных фракций на заданном расстоянии от точки отрыва капель в зависимости от размеров входящих в облако капель.

4. Показано, что для условий проведенных экспериментов, характеризующихся образованием бидисперсного облака при одновременном отрыве двух горизонтальных слоев монодисперсных капель, на начальном участке осаждения облако движется как единое целое. На некотором расстоянии, зависящем от размеров капель, бидисперсное облако расслаивается на два кластера монодисперсных капель, каждый из которых движется в режиме “продуваемого” облака.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российской научного фонда (грант № 22-19-00307, <https://rscf.ru/project/22-19-00307/>).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шрайбер А.А. Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дискретных включений // Итоги науки и техники. Комплексные и специальные разделы механики. 1988. Т. 3. С. 3.
- Волков Р.С., Керимбекова С.А., Стрижак П.А. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 22. С. 28. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.22.51723.18791>
- Saufi A.E., Calabria R., Chiariello F., Frassoldati A., Cuoci A., Faravelli T., Massoli P. // Chem. Eng. J. 2019. V. 375. 122006. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2019.122006>
- Керимбекова С.А., Волков Р.С., Стрижак П.А. // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49. № 20. С. 3. <https://doi.org/10.61011/PJTF.2023.20.56337.19676>
- Пажи Д.Г., Галустов В.С. Основы техники распыливания жидкостей. М.: Химия, 1984.
- Архипов В.А., Басалаев С.А., Золоторёв Н.Н., Романдин В.И., Поленчук С.Н. Патент на изобретение № 2829293 РФ // Опубл. 30.10.2024. Бюл. № 31.
- Адамсон А. Физическая химия поверхностей. М.: Мир, 1979.
- Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
- Архипов В.А., Басалаев С.А., Золоторёв Н.Н., Перфильева К.Г., Усанина А.С. // Письма в ЖТФ. 2024. Т. 50. № 5. С. 19. <https://doi.org/10.61011/PJTF.2024.05.57179.19709>
- Хоргуани В.Г., Калов Х.М. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т. 11. № 3. С. 278.

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 538.941+53.082.25

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ
НА ПОВЕРХНОСТИ СЛОЯ ЖИДКОГО ^4He В НОРМАЛЬНОМ
И СВЕРХТЕКУЧЕМ СОСТОЯНИЯХ

© 2025 г. А. А. Левченко^a, Л. П. Межов-Деглин^a, И. А. Ремизов^a,
П. Г. Селин^{a,*}, М. Р. Султанова^a

^a Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна Российской академии наук
Россия, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, 2

* e-mail: selin@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 26.06.2024 г.

После доработки 26.07.2024 г.

Принята к публикации 15.10.2024 г.

Описана конструкция установки, предназначенной для исследования особенностей взаимодействия вихревых течений, генерируемых капиллярно-гравитационными волнами на поверхности жидкого гелия ^4He в нормальном и сверхтекучем состояниях, с инжектированными зарядами. Приведен пример результатов изучения влияния порождаемых волнами вихревых течений в слое сверхтекущего гелия Не-II глубиной 2.5 см при температурах $T \geq 1.5$ К на распределение токов отрицательных ионов по пяти сегментам погруженного в жидкость приемного коллектора.

DOI: 10.31857/S0032816225010231, EDN: GHZRNР

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно (см., например, [1–8]), что инжектированный в жидкый ^4He свободный электрон локализуется в объеме жидкости в вакуумной полости – электронном пузырьке радиусом около 17 Å при давлении насыщенных паров. Эти отрицательно заряженные наночастицы (отрицательные ионы) можно попытаться использовать в качестве пробных частиц при изучении не только классической, но и квантовой турбулентности, порождаемой нелинейными капиллярными волнами на поверхности сверхтекущего Не-II(квантовой бозе-жидкости [3, 7, 9, 10–13]).

Как было показано ранее (см., например, [3, 4]), при возбуждении квантовых вихрей в сверхтекучем Не-II, охлажденном ниже температуры 1.0 К, отрицательные ионы локализуются вблизи кора вихря. Энергия связи электронного пузырька с вихревой нитью (глубина потенциальной ямы U_q) составляет $U_q \approx 50$ К, и в слабых электрических полях напряженностью $E \leq 30$ В/см можно наблюдать движение в жидкости заряженных клубков квантовых вихрей. С повышением температуры Не-II до

1.65 К энергия связи отрицательных ионов с квантовыми вихрями сначала плавно уменьшается в несколько раз, а затем резко падает в узком интервале температур 1.65–1.70 К, так что при температурах выше 1.7 К энергия связи $U_q \leq 2$ К и отрицательные ионы, которые движутся в объеме Не-II под влиянием приложенного электрического поля, практически не захватываются квантовыми вихрями.

В работе [14] было показано, что нелинейное взаимодействие между неколлинеарными капиллярными волнами, распространяющимися на поверхности слоя жидкости, приводит к генерации вихревого течения под поверхностью слоя. Мы воспользовались методикой, описанной в этой статье, для возбуждения вихревых течений на поверхности слоя гелия как в нормальном Не-I, так и в сверхтекучем Не-II состояниях [15–18].

Во втором разделе описана конструкция установки, предназначеннной для изучения особенностей взаимодействия вихревых течений, генерируемых капиллярно-гравитационными волнами на поверхности жидкого ^4He , с инжектированными зарядами. Там же приведена методика

измерений. В третьем разделе показан один из результатов тестовых испытаний работоспособности установки. В Заключении кратко подведены итоги проделанной работы.

2. КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема размещения основных узлов установки в объеме вакуумной полости оптического криостата приведена на рис. 1а. Рядом показана фотография металлического гелиевого криостата [16], снабженного плоскими оптическими окнами из кварцевого стекла 7 (рис. 1б). Вертикально ориентированный цилиндрический контейнер 1, в котором расположена рабочая ячейка, крепится на четырех медных хладопроводах 6 (см. рис. 1а) в вакуумной полости криостата. Контейнер 1 окружен холодным медным экраном 5, прикрепляемым к медному кольцу на дне гелиевой ванны криостата. Гелиевый экран окружен азотным экраном 4, который крепится на стенках азотной ванны криостата. Плоские кварцевые окна, установленные на азотном и гелиевом экранах, и наружные вакуумно-плотные окна 7, которые крепились на цилиндрических выносных тубусах, приваренных к обечайке криостата (7 на рис. 1б), позволяют следить за движением уровня жидкого гелия в объеме рабочей ячейки.

Методика регистрации волн, возбуждаемых колеблющимися плоскими волнопродукторами на поверхности слоя гелия в рабочей ячейке, подробно описана в работе [17]. Направленный на поверхность слоя жидкости лазерный луч от расположенного снаружи источника света 9 на рис. 1а, отражался от свободной поверхности слоя и попадал на оптический датчик 10 на рис. 1а, выход которого был подсоединен к наружной компьютеризированной системе регистрации и обработки результатов измерений. По амплитуде колебаний отраженного луча можно было судить об амплитуде колебаний волн, возбуждаемых на поверхности жидкости.

Конструкция рабочей ячейки, которая размещена внутри вертикально ориентированного цилиндрического контейнера, показана на рис. 2в. Изготовленный из нержавеющей стали контейнер 1 внутренним диаметром 150 мм и высотой 100 мм (толщина стенок 3 мм) снабжен прижимным прозрачным верхним окном 2 толщиной 3 мм, изготовленным из плавленого кварца. Для вакуумно-плотного соединения кварцевого окна 2 с верхним фланцем контейнера, а также прижимного медного диска 3 с нижним фланцем, как и окон 7 на рис. 2а, использовались пластичные индивидуальные колечки. Контейнер окружен холодным экраном (см. рис. 1а) и соединен с дном гелиевой ванны криостата с помо-

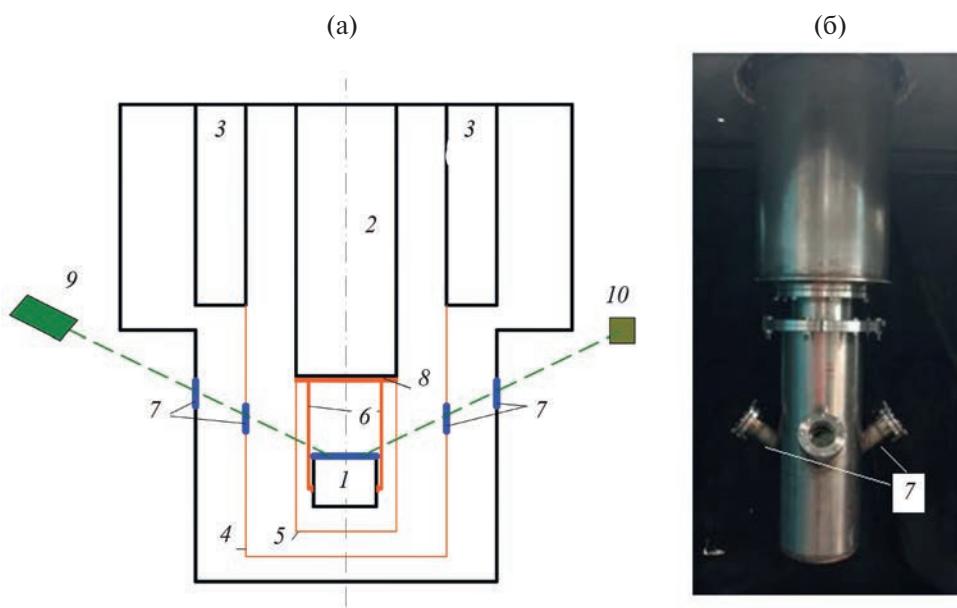


Рис. 1. а – Схема криогенной части установки: 1 – цилиндрический контейнер, 2 – гелиевая ванна криостата, 3 – азотная ванна, 4 – азотный экран, 5 – гелиевый экран, 6 – медные хладопроводы, 7 – кварцевые оптические окна, 8 – дно гелиевой ванны криостата, 9 – гелиевый лазер, 10 – полупроводниковый болометр; **б –** фотография криостата.

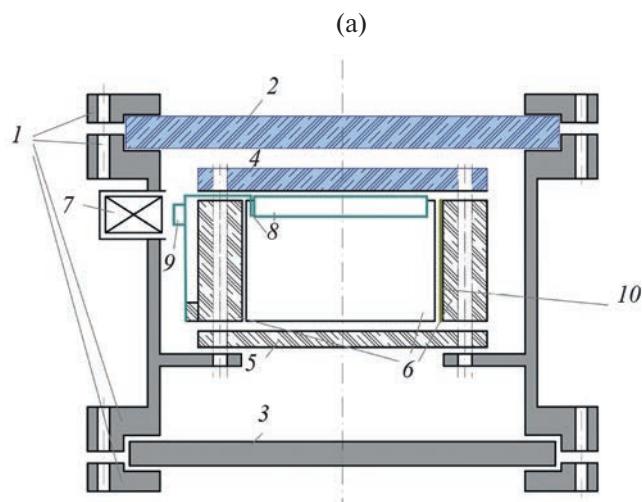
щью четырех медных стержней, которые служили одновременно хладопроводами.

Газообразный ^4He конденсировался в контейнер из наружного транспортного сосуда Дьюара через капилляр набора (на рис. 2в указано место ввода капилляра в контейнер), который проходил предварительно через гелиевую ванну криостата и был снабжен мелкопористым медным фильтром для предотвращения попадания постоянных твердых взвесей в объем ячейки. Набор жидкости проводили до тех пор, пока поверхность жидкости не достигала края боковых граней ячейки (уровень жидкости регистрировался с точностью порядка 0.1 мм). Температура жид-

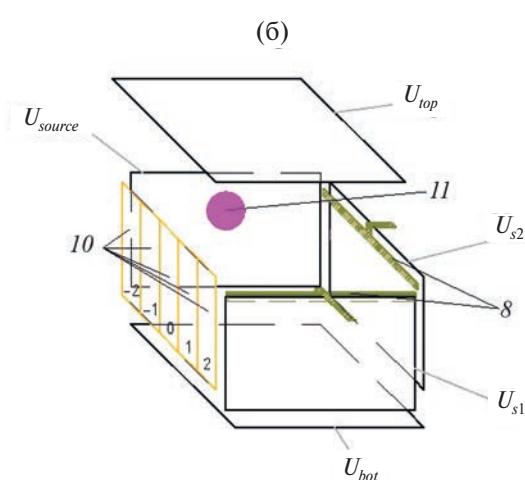
кого гелия в ванне криостата и, соответственно, в объеме контейнера и рабочей ячейки понижалась до 1.5 К путем откачки паров жидкого гелия из ванны внешним насосом. Изменения температуры жидкого гелия в рабочей ячейке контролировали с помощью полупроводникового термометра, установленного на наружной стенке контейнера, как показано на рис. 2в.

Показанная схематически на рис. 2а, 2б рабочая ячейка крепилась внутри контейнера на восьми вертикальных латунных шпильках высотой 70 мм и диаметром 3 мм. Шпильки были предварительно ввинчены в специально выточенный кольцевой поясок в нижней части контейнера. Как видно на рис. 2б, рабочая ячейка представляла собой прямоугольный параллелепипед внутренними размерами $50 \times 50 \times 30$ мм³. Закрепленные на шпильках плоские боковые грани и дно ячейки 4 (см. рис. 2а) были изготовлены из листового дюралюминия толщиной 2 мм. Все металлические грани были электрически изолированы от шпилек и друг от друга кварцевыми шайбами. Верхняя грань ячейки 4 (см. рис. 2а) была изготовлена из кварцевого стекла. На нижнюю поверхность кварцевой грани была заранее напылена полупрозрачная металлическая пленка.

При проведении измерений расстояние от поверхности жидкого гелия в ячейке до нижней поверхности кварцевой грани составляло 3 мм.



(а)



(б)

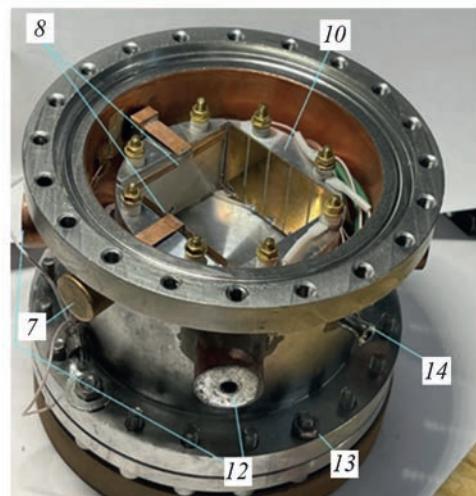


Рис. 2. а – Эскиз контейнера с экспериментальной ячейкой; б – схема экспериментальной ячейки; в – фотография ячейки в объеме контейнера: 1 – цилиндрический контейнер, 2 – прижимное прозрачное окно из кварцевого стекла, 3 – медный диск, 4 – прозрачная верхняя грань рабочей ячейки, 5 и 6 – нижняя и вертикальные боковые грани ячейки, 7 – электромагнитная катушка, 8 – плунжеры, 9 – неодимовый магнит, 10 – принимающий пятисегментный коллектор, 11 – источник зарядов, 12 – медные втулки для крепления хладопроводов, 13 – шайба для крепления резистивного термометра, 14 – ввод капилляра системы заполнения контейнера холодным ^4He .

Радиоактивный источник инжектированных зарядов в гелии 11 (пленка из тритида титана на металлической подложке) установлен на одной из вертикальных боковых граней ячейки (см. рис. 2а). Диаметр источника 3 мм, средняя энергия излучаемых источником β -частиц близка к 5 кэВ, максимальная примерно равна 18 кэВ. Под действием облучения в слое жидкости глубиной порядка 10 мкм вблизи источника зарядов образовывалась плазма из свободных электронов и положительно заряженных гелиевых ионов. Прикладывая отрицательные напряжения к грани, на которой установлен источник, можно было инжектировать отрицательные заряды в объем жидкого гелия.

В серии первых экспериментов [15] источник зарядов был установлен на противоположной приемному коллектору грани. При модернизации установки мы переместили источник на смежную грань [18]. Изменение расположения источника позволило получить более однородную конфигурацию поля и увеличить напряженность поля вблизи источника зарядов, что, в свою очередь, позволило увеличить поток зарядов, приходящих на коллектор. Коллектор 10 (см. рис. 2а, б) был изготовлен из листа фольгированного стеклотекстолита с медным покрытием. Внешняя сторона коллектора была приклеена к дюралюминиевой грани kleem БФ-4 и электрически изолирована от металлической грани. На медном покрытии были заранее вытравлены 4 дорожки шириной 1 мм. Таким образом, приемный коллектор состоял из пяти электрически изолированных друг от друга вертикально ориентированных приемных сегментов линейными размерами 9×30 мм², на поверхность которых перед сборкой ячейки дополнительно была напылена золотая пленка.

Каждый сегмент коллектора был подключен к независимому усилителю тока (рис. 3). Устройство усилителей тока описано в работе [19]. При проведении экспериментов суммарный коллекторный ток при различных конфигурациях поля не превышал 5000 фА. Все электрические провода, которые соединяли детали, расположенные внутри контейнера 1 (см. рис. 1а) с наружными усилителями тока и источниками напряжений системы управления и сбора данных экспериментов, проходили через герметичные разъемы со стеклянной изоляцией, которые располагались на дне контейнера 3 (см. рис. 2а).

Для возбуждения взаимно перпендикулярных волн на свободной поверхности жидкости в ячейке использовали два плоских металлических плунжера [14, 15, 18] (волнопродукторы 8 на рис. 2), основания которых были закреплены на нижней части двух смежных боковых граней. Характерные размеры плунжеров: $1 \times 3 \times 40$ мм³. Плунжеры располагались на расстоянии 3 мм от поверхности грани. Каждый плунжер приводился в движение своим электромагнитным приводом, переменное синусоидальное напряжение на который подавалось от двухканального функционального генератора (см. схему на рис. 3). Разность фаз между поступающими на плунжеры переменными напряжениями составляла 90°.

Катушка, управляющая движением плунжера, была установлена в специальном углублении (кармане) на боковой стенке контейнера 7 (см. рис. 2в), а на ножке плунжера напротив катушки kleem БФ-4 был закреплен кубик из неодимового магнита 9 (см. рис. 2а).

Плунжеры совершали возвратно-поступательное движение в горизонтальной плоскости вдоль поверхности слоя жидкого гелия. Частота накачки привода f_g в разных экспериментах составляла 20–50 Гц. Как и в работе [17], амплитуда и крутизна генерируемых на поверхности жидкости волн оценивалась по результатам измерений амплитуды колебаний отраженного от поверхности жидкости в ячейке лазерного луча (лазер и приемный детектор располагались снаружи, напротив окон криостата, как показано на рис. 1). По нашим оценкам, в большинстве проведенных измерений при накачке на частоте $f_g = 49.9$ Гц амплитуда стоячих капиллярных волн достигала $H \approx 0.02$ мм, крутизна волн достигала $kH \approx 0.06$, где k – волновой вектор.

Как показано на рис. 3, коллекторные токи, регистрируемые каждым из пяти сегментов коллектора, проходят через независимые усилители тока, далее поступают на аналого-цифровой преобразователь (АЦП), и затем оцифрованный сигнал через шину PCI (peripheral component interconnect) поступает в память компьютера.

Постоянное электрическое напряжение, которое прикладывалось к разным граням параллелепипеда (см. рис. 2б), поступало от пяти независимых источников постоянного напряжения с общей землей [20]. Значения напряжений на каждой грани ячейки можно было менять от нуля до –450 В, тем самым создавая различные

конфигурации приложенного электрического поля, при которых отрицательные ионы двигались в объеме жидкого гелия от источника зарядов к приемному коллектору.

Регулировкой распределения напряжений на нижней U_{down} и верхней U_{up} гранях ячейки можно было задавать величину и направление перпендикулярной составляющей приложенного электрического поля $E_{\perp} \sim \Delta U_{\perp} / L = |U_{down} - U_{up}| / L$, где $L = 3$ см — глубина слоя жидкости в ячейке. Это позволяло “прижимать” движущиеся в жид-

кости от источника к коллектору инжектированные заряды к свободной поверхности жидкости или ко дну ячейки, чтобы усилить (или свести к минимуму) влияние вихревых течений, порождаемых волнами на поверхности слоя, на распределение токов по различным сегментам приемного коллектора. Выходные сигналы с усилителей тока $I_i(t)$ ($i = -2, -1, 0, +1, +2$) оцифровывали с помощью АЦП и записывали в память компьютера (см. рис. 3). Для выделения постоянной составляющей тока $I_i(t)$ на фоне наводок

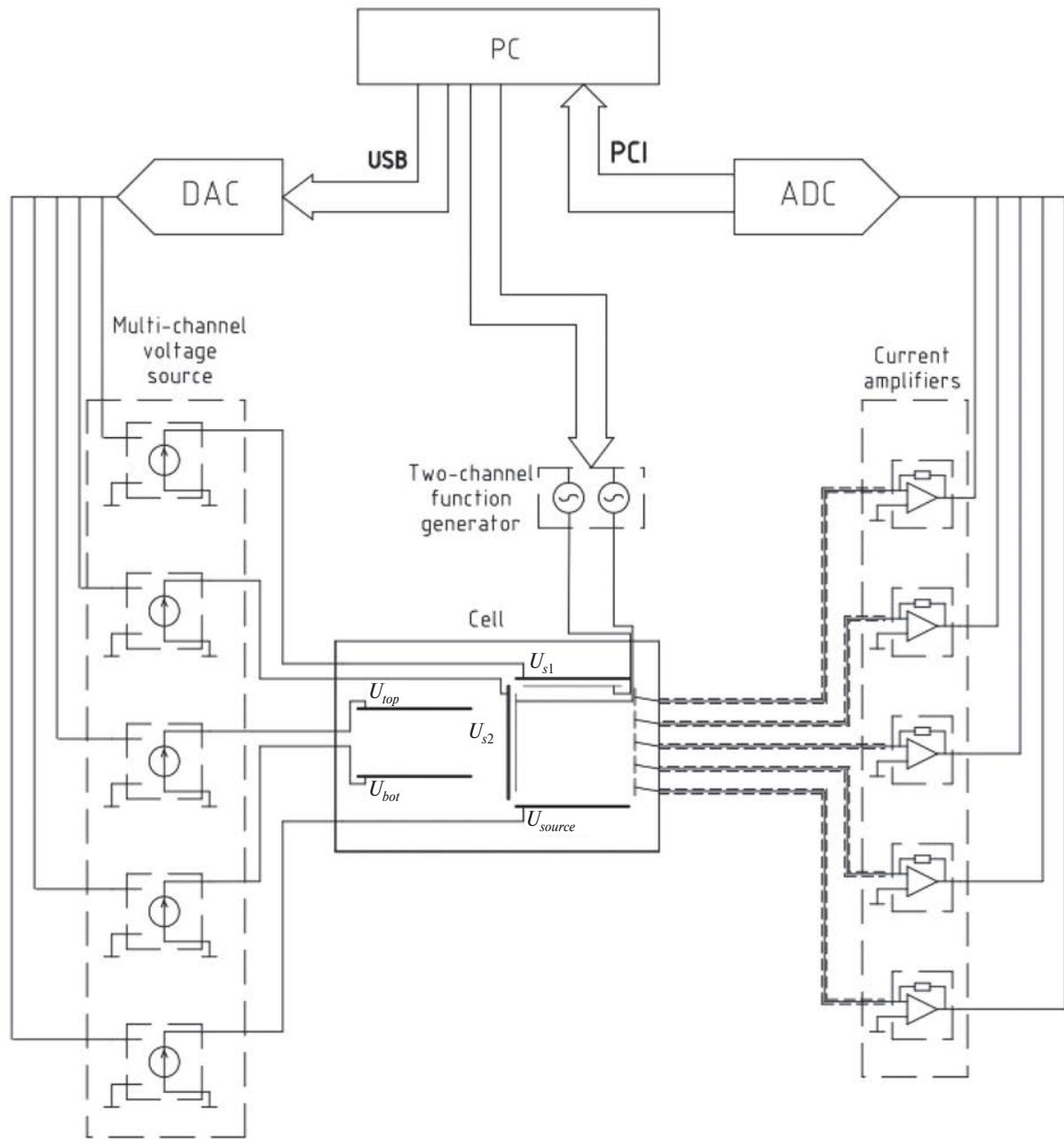


Рис. 3. Электрическая блок-схема установки.

от переменных полей, возникающих при включении колебаний плунжеров, регистрируемые зависимости $I_i(t)$ подвергались фурье-фильтрации на низких частотах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТОВЫХ ИСПЫТАНИЙ

На рис. 4 приведен пример результатов тестовых испытаний работоспособности установки, который иллюстрирует, как изменяется с повышением температуры жидкости от 1.5 до 2.19 К распределение токов отрицательных ионов по пяти сегментам приемного коллектора $I_i(T)$ и полный ток коллектора $I_{sum}(T)$ при выключененной (пунктирные кривые) и включенной (сплошные) волновой накачке на частоте $f_g = 49.9$ Гц. Длина капиллярной волны, возбуждаемой на поверхности слоя жидкости, $\lambda \approx 0.2$ см, крутизна капиллярных волн $kH \approx 0.06$.

Величина и распределение приложенных к граням рабочей ячейки постоянных напряжений при выключененной и включенной накачке одинаковы: напряжение на источнике $U_{source} = U_{s2} = -100$ В, на боковой, противоположной источнику грани напряжение $U_{s1} = 0$, напряжение на верхней грани $U_{up} = -50$ В, а на нижней $U_{down} = -100$ В. Коллектор находится под нулевым потенциалом. Движущиеся от источника заряды к коллектору отрицательные ионы прижимаются вертикальной составляющей приложенного электрического поля к свободной поверхности слоя жидкости $E_\perp \sim |U_{down} - U_{up}| / L \sim 17$ В/см.

Видно, что при плавном повышении температуры предварительно охлажденного слоя Не-II от 1.5 до 2.19 К распределение токов отрицательных ионов по сегментам приемного коллектора при включенной волновой накачке сильно изменяется в узком интервале температур вблизи 1.7 К, в отличие от распределения токов по сегментам в отсутствие накачки. Это может быть связано с тем, что при температурах вблизи 1.7 К вероятность захвата движущихся в слабом продольном электрическом поле электронных пузырьков квантовыми вихрями, порождаемыми неколлинеарными капиллярными волнами, экспоненциально уменьшается по сравнению с вероятностью захвата электронных пузырьков квантовыми вихрями при температурах Не-II ниже 1.7 К [8], т. е. инжектированные в сверхтекучий гелий отрицательные ионы могут служить пробными частицами — трассерами для обнаружения квантовых вихрей в Не-II.

При температурах выше 1.7 К, где захватом отрицательных ионов квантовыми вихрями можно пренебречь, основную роль должно играть упругое рассеяние инжектированных зарядов на вихревых структурах, например валах завихренности, которые формируются в объеме нормальной компоненты Не-II так же, как и в объеме Не-I при $T > T_\lambda$, в результате взаимодействия между обычными, классическими вихрями, порождаемыми нелинейными волнами на поверхности слоя жидкости [10, 11], а также рассеяния на клубках квантовых вихрей, возника-

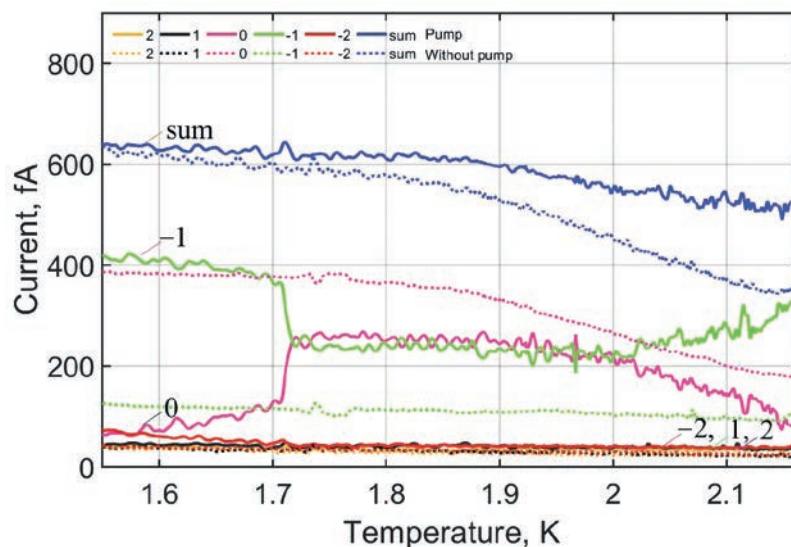


Рис. 4. Сплошные кривые описывают зависимость от температуры токов отрицательных ионов, регистрируемых центральными сегментами -1 (зеленая кривая) и 0 (сиреневая кривая) приемного коллектора при включенной волновой накачке на частоте $f_g = 49.88$ Гц. Токи, регистрируемые сегментами -2 , 1 и 2 , малы и слабо зависят от температуры. Синяя кривая описывает зависимость от температуры суммарного тока приемного коллектора I_{sum} .

ющих в объеме сверхтекущей компоненты Не-II в результате сильного взаимодействия (трения) между нормальной и сверхтекущей компонентами при температурах выше 1 К.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установка, конструкция которой описана в данной статье, позволяет возбуждать капиллярно-гравитационные волны на поверхности жидкого ^4He и изучать взаимодействие инжектированных в жидкий гелий отрицательных зарядов (электронных пузырьков) с вихрями, порождаемыми этими волнами, в широком интервале температур от 4 до 1.5 К. Существенные изменения в распределении токов отрицательных ионов по центральным сегментам приемного коллектора при плавном повышении температуры слоя жидкости в узком интервале вблизи 1.7 К при включенной волновой накачке (см. рис. 4) могут быть связаны с изменением механизма взаимодействия электронных пузырьков с квантовыми вихрями. Это позволяет утверждать, что нелинейные капиллярные волны, распространяющиеся на поверхности сверхтекущей жидкости, возбуждают не только классические, но и квантовые вихри, т. е. разработанная и изготовленная нами установка пригодна для изучения как классической, так и квантовой турбулентности в сверхтекущем Не-II.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны А.В. Лохову за помощь в создании и тестировании установки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шикин В.Б. // УФН. 1977. Т. 121. С. 457.
2. Шикин В.Б., Монарха Ю.П. Двумерные заряженные системы в гелии. М.: Наука, 1989.
3. Glaberson W.I., Strayer D.M., Donnelly R.J. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 1428.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.20.1428>
4. Pratt W.P., Zimmermann W., Jr. // Phys. Rev. 1969. V. 177. P. 412.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.177.412>
5. Кешишев К.О., Ковдря Ю.З., Межсов-Деглин Л.П., Шальников А.И. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 94.
6. Aitken F., Bonifaci N., von Haeften K., Eloranta J. // J. Chem. Phys. 2016. V. 145. 044105.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4959293>
7. Aitken F., Bonifaci N., Mendoza-Luna L.G., von Haeften K. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2015. V. 17. P. 18535.
<https://doi.org/10.1039/C5CP02539G>
8. Walmsley P.M., Levchenko A.A., Golov A.I. // Journal of Low Temperature Physics. 2006. V. 145. P. 143.
<https://doi.org/10.1007/s10909-006-9235-3>
9. Андреев А.Ф., Компанец Д.А. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 2459.
10. Borghesani A.F. // International Series of Monographs on Physics. 2007. V. 137. P. 560.
11. Walmsley P.M., Golov A.I., Hall H.E., Levchenko A.A., Vinen W.F. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. 265302.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.265302>
12. Eltsov V.B., de Graaf R., Hänninen R., Krusius M., Solntsev R.E., Lvov V.S., Golov A.I., Walmsley P.M. // Progress in Low Temperature Physics: Quantum Turbulence. V. 16. P. 46.
[https://doi.org/10.1016/S0079-6417\(08\)00002-4](https://doi.org/10.1016/S0079-6417(08)00002-4)
13. Ландау Л.Д., Лишинц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
14. Filatov S.V., Parfenyev V.M., Vergelis S.S., Brazhnikov M.Yu., Levchenko A.A., Lebedev V.V. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. 054501.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.054501>
15. Remizov I.A., Sultanova M.R., Levchenko A.A., Mezhov-Deglin L.P. // Low Temp. Phys. 2021. V. 47. P. 378.
<https://doi.org/10.1063/10.0004229>
16. Дите А.Ф., Межсов-Деглин Л.П., Ревенко В.И. // ПТЭ. 1979. № 6. С. 160.
17. Brazhnikov M.Yu., Levchenko A.A., Mezhov-Deglin L.P. // IET. 2002. V. 45. № 6. P. 31.
<https://doi.org/10.1023/A%3A1021418819539>
18. Султанова М.Р., Ремизов И.А., Межсов-Деглин Л.П., Левченко А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 596.
<https://doi.org/10.31857/S1234567823200089>
19. Ремизов И.А., Межсов-Деглин Л.П., Султанова М.Р. Патент на изобретение № 2 754 201 РФ // Опубл. 30.08.2021. Бюл. № 25.
20. Ремизов И.А., Межсов-Деглин Л.П., Султанова М.Р. Патент на изобретение № 2 783 476 РФ // Опубл. 14.11.2022. Бюл. № 32.

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 681.562.42+681.123+621.928.8

ПРИБОР-АНАЛИЗАТОР КОНТРОЛЯ СОДЕРЖАНИЯ
МАГНИТОАКТИВНЫХ ЧАСТИЦ (ПРИМЕСЕЙ) СЫПУЧИХ СРЕД

© 2025 г. А. А. Сандуляк, М. Н. Полисмакова, Д. А. Сандуляк, А. В. Сандуляк,
В. А. Ершова, А. С. Харин

Поступила в редакцию 17.09.2024 г.

После доработки 06.11.2024 г.

Принята к публикации 16.12.2024 г.

DOI: 10.31857/S0032816225010248, EDN: GIGSQC

Для извлечения магнитоактивной фракции частиц из дисперсной среды (пищевой или технологической) при помощи сепараторов, описанных в работах [1–3], необходимо обладать сведениями о количественном содержании такого рода фракции [4, 5]. Такая информация наиболее достоверно может быть получена согласно новому, специально разработанному, опытно-расчетному методу операционного экстраполируемого выделения примесей [6, 7]. Концепцией этого метода предусматривается проведение пооперационного взвешивания выделяемых из пробы магнитоактивных частиц (вместо их аддитивного накопления) для получения зависимости массы выделенных примесей m от порядкового номера n операции, а с дальнейшим применением соответствующего математического аппарата – определение любой из операционных масс магнитоактивных частиц m (в том числе за пределами фактического эксперимента) и, как следствие, их суммарной массы Σm в пробе.

На основе метода из работ [6, 7] создан прибор-анализатор (рис. 1) операционно-цифрового контроля частиц (примесей), обеспечивающий возможность автоматического расчета операционных m и суммарной Σm масс магнитоактивных частиц [8]. Прибор состоит из емкостей для подачи и приема анализируемой пробы среды, между которыми расположены четыре магнитоактивных блока (важно, что эти блоки должны быть идентичны друг другу). При прохождении пробы от подающей до приемной емкости в каждом из блоков обеспечивается возможность поступательного (от блока к блоку) осаждения магнитоактивных примесей. Корпус прибора выполнен прозрачным, что позволяет визуально



Рис. 1. Фото прибора-анализатора с четырьмя магнитоактивными блоками для контроля содержания магнитоактивных частиц в сыпучей среде.

отслеживать интенсивность накопления выделяемых частиц в приборе, в режиме реального времени управляя процессом. Габариты прибора таковы: длина – 500 мм, ширина – 300 мм, высота – 974 мм; индукция магнитного поля у поверхности блока и градиент – соответственно 180 мТл и 55 мТл/мм.

После того как вся проба среды подверглась такому магнитному воздействию, производится вывод осажденных (на каждом блоке) примесей из магнитных блоков с последующим сбросом частиц на четыре лотка весов, т. е. под каждым из блоков. Показания массового содержания примесей на каждом блоке (операции n) автоматически передаются на компьютер, а при помощи специально разработанной программы для ЭВМ [9], которая основана на ранее упоминаемом методе полиоперационного магнитоконтроля, проводится расчет операционных и суммарной масс магнитоактивных примесей по формулам $m = ae^{-kn}$, $\sum m = a / (e^k - 1)$, где a и k – эмпирические параметры (они являются для одной пробы среды константами, автоматически устанавливаемыми программой для ЭВМ).

Разработанный прибор прошел пробное тестирование: исследовались различные среды стекольной и керамической промышленности. О значимости контроля строительных сред свидетельствует тот факт, что нормируемые показатели содержания именно металломагнитной фракции примесей (железистых) фигурируют в самой маркировке той или иной среды. Например, для изготовления изделий высокой светопрозрачности используется песок первого сорта марки ВС-040-1, где 040 означает нормируемое содержание железистых примесей (не более 0.04%), а доломит с нормируемым содержанием железистых примесей не более 0.1% маркируется как ДК-19-0.10.

Результат пробного тестирования созданного прибора показал соответствие полученных данных разработанной методике (рис. 2) – эти данные хорошо описываются функциональной зависимостью экспоненциального типа, поскольку они квазилинейаризуются в полуло-

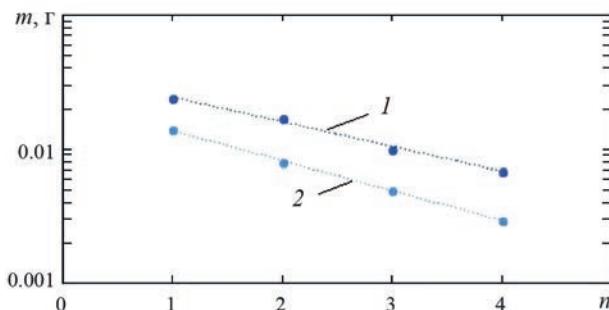


Рис. 2. Зависимость массы выделяемых из проб кварцевого песка 1 и доломита 2 магнитоактивных частиц-примесей от номера операции магнитоконтроля (от порядкового номера блока), представленная в полулогарифмических координатах.

гарифмических координатах (в соответствии с программой величина достоверности аппроксимации составляет 0.98 и 0.99 для зависимостей 1 и 2 соответственно). Согласно расчетной формуле по определению суммарных масс примесей, содержащихся в изучаемых образцах, установлены следующие значения данного показателя: 0.14 г/кг (0.014%) в песке и 0.062 г/кг (0.0062%) в доломите, что соответствует нормируемым значениям этих показателей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания в сфере науки (проект FSFZ-2024-0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Xu J., Chen J., Ren X., Xiong T., Liu K., Song S. // Sep. Sci. Technol. V. 57, № 3. P. 484. <https://doi.org/10.1080/01496395.2021.1900250>
2. Zheng X., Sun Z., Wang Y., Lu D., Xue Z. // Sep. Sci. Technol. 2020. V. 241. 116687. <https://doi.org/10.1016/j.seppur.2020.116687>
3. Долгополов О.А. // Стекло и керамика. 2005. № 5. С. 33.
4. ГОСТ 22551-2019. Песок кварцевый, молотые песчаник, кварцит и жильный кварц для стекольной промышленности. Технические условия. М.: Стандартинформ, 2019.
5. ГОСТ 26754-2017. Мука пшеничная хлебопекарная. Технические условия. М.: Стандартинформ, 2018.
6. Сандуляк А.В., Пугачева М.Н., Сандуляк А.А., Ершова В.А. Патент на изобретение № 2 409 425 РФ // Опубл. 14.11.2022. Бюл. № 32.
7. ГОСТ Р 55575-2013. Продукты пищевые сыпучие. Определение содержания ферропримесей опытно-расчетным магнитным методом операционного экстраполируемого выделения. М.: Стандартинформ, 2019.
8. Сандуляк Д.А., Сандуляк А.А., Киселев Д.О., Сандуляк А.В. Патент на изобретение № 2 752 578 РФ // Опубл. 29.07.2021. Бюл. № 22.
9. Сандуляк Д.А., Киселев Д.О., Сандуляк А.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н. Программа ЭВМ для цифровой обработки операционных масс магнитно-восприимчивых частиц, выделяемых из текущей среды. Свидетельство № 2020665261, 2020.

Адрес для справок: Россия, 107996, Москва, ул. Строгий, 20; МИРЭА – Российский технический университет. E-mail: d.sandulyak@mail.ru

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 57.08

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ФИКСАЦИИ МЕЛКОГО ЛАБОРАТОРНОГО
ЖИВОТНОГО С УСТАНОВЛЕННОЙ ДОРСАЛЬНОЙ КАМЕРОЙ
ПОД МИКРОСКОПОМ

© 2025 г. М. Е. Степанов, А. А. Власов, Е. В. Хайдуков, В. И. Юсупов

Поступила в редакцию 12.09.2024 г.

После доработки 21.09.2024 г.

Принята к публикации 21.10.2024 г.

DOI: 10.31857/S0032816225010152, EDN: GIKVBS

В экспериментальной биологии и медицине актуальным является использование методов *in vivo* исследования живой ткани лабораторного животного на клеточном и органом уровнях в течение длительного времени. Обеспечивая прямую визуализацию, эти методы считаются наиболее информативными для изучения физиологических и патологических процессов. Так, для исследования системы кровеносных сосудов применяются дорсальные камеры [1, 2], позволяющие с микроскопическим разрешением визуализировать клетки крови и транспорт лекарственных средств в кожной складке на спине малого лабораторного животного, обычно мыши, в течение нескольких суток. Дорсальная камера, состоящая из двух симметричных частей, сжимает эту складку и позволяет через прозрачное окно проводить наблюдения с помощью стандартного микроскопа в обычном или люминесцентном свете. Для проведения наблюдений под микроскопом животное с установленной дорсальной камерой должно быть надежно зафиксировано на столике микроскопа так, чтобы дорсальная складка располагалась в фокальной плоскости объектива. Обычно для решения этой задачи применяют специально сконструированные оптические системы, что, с одной стороны, отражается на технико-экономических показателях эксперимента, а с другой стороны, ограничивает возможности применения этой технологии вне рамок специализированных лабораторий. В работе представлено

устройство для фиксации мелкого лабораторного животного с установленной дорсальной камерой, что позволяет применять стандартный инвертированный микроскоп, предназначенный для клеточных экспериментов.

На рис. 1а, 1б показано устройство в разобранном и собранном виде. Оно состоит из основания 1 с отверстием для подведения объектива микроскопа, контейнера 2 в виде удлиненного параллелепипеда, в который помещается лабораторное животное. Контейнер имеет горизонтальный выступ с отверстием, предназначенный для размещения дорсальной камеры 5, установленной на животном (рис. 1в). Сверху животное, лежащее на боку, прижимается скобой 3 с продольной прорезью, обеспечивающей возможность поступления воздуха и проведение наблюдений. После установки в выступе контейнера дорсальная камера надежно закрепляется прижимной пластиной 4. Все основные конструктивные элементы устройства изготовлены из биосовместимого полимера методом 3D-печати.

Для проведения исследования собранное устройство с зафиксированным мелким лабораторным животным устанавливается на столик микроскопа. На рис. 1г в качестве примера представлена микрофотография, полученная во время исследования сосудистой системы мыши в люминесцентном свете.

В отличие от аналогичной системы для фиксации мелких животных с установленной дорсальной камерой [1], предложенное устройство

^a Российский научный центр хирургии им. Б.В. Петровского, Россия, Москва.

^b Физический институт им. П.Н. Лебедева, Россия, Москва.

^c Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Россия, Москва.

^d Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Россия, Москва.

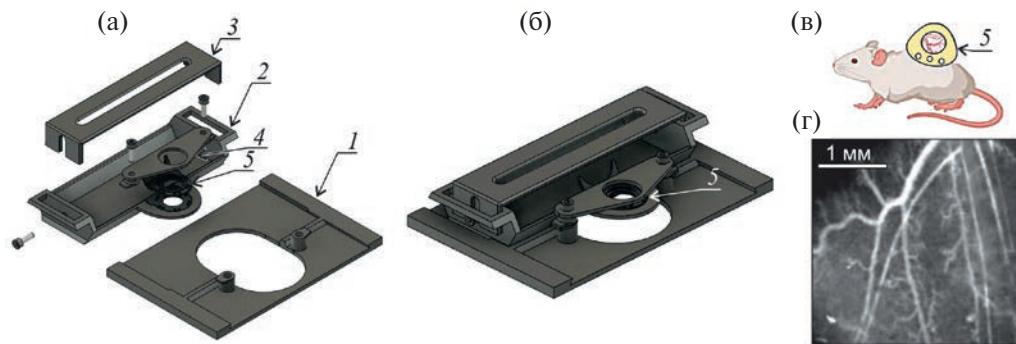


Рис. 1. Устройство для фиксации в разобранном (**а**) и собранном (**б**) виде: **1** – основание с отверстием для подвешивания объектива микроскопа, **2** – контейнер, **3** – скоба с продольной прорезью, **4** – прижимная пластина, **5** – дорсальная камера; **в** – мышь с камерой, **г** – система кровеносных сосудов в люминесцентном свете.

обеспечивает надежную защиту поверхности микроскопа от попадания биологических жидкостей, при этом степень фиксации животного практически не зависит от его размеров. Преимуществом предлагаемого решения по сравнению с известным устройством [2] является то, что в нашем случае после закрепления животного дорсальная складка расположена симметрично относительно тела, что уменьшает ошибки, связанные с влиянием фиксации на кровоток.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”. Разработка методики флуоресцентной микроскопии выполнена в рам-

ках научно-исследовательской работы по теме “Локальная оксигенация” по контракту № 749-ЭА-24-НИР от 25.06.2024.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sckell A., Leunig M. // Angiogenesis Protocols. 2016. V. 1430. P. 251.
https://doi.org/10.1007/978-1-4939-3628-1_17
2. Rouffiac V., Ser-Le Roux K., Salomé-Desnoulez S. et al. // Journal of Biophotonics. 2020. V. 13. N. 1. e201900217.
<https://doi.org/10.1002/jbio.201900217>

Адрес для справок: Россия, 108840, Москва, Троицк, Пионерская ул., 2, Институт фотонных технологий НИЦ “Курчатовский институт”. E-mail: iouss@yandex.ru

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816225010269, EDN: GIPFZO

ОБЗОРЫ

Гришков А.А., Воробьёв М.С., Дорошкевич С.Ю., Коваль Н.Н. Низкоэнергетические ускорители электронных пучков большого сечения с выводом в атмосферу. – 33 с., 6 рис.

Проведен анализ массива экспериментальных данных по выводу в атмосферу электронных пучков большого сечения при помощи низкоэнергетических (80–300 кэВ) электронных ускорителей, основанных на различных типах эмиссии: на термоэлектронной эмиссии, на взрывной электронной эмиссии, на основе различных разрядов с плазменным катодом и на основе высоковольтного тлеющего разряда. Ретроспективно показан и количественно оценен эффект больших площадей, заключающийся в уменьшении максимальной плотности тока электронного пучка, выведенного в атмосферу, при увеличении площади сечения пучка, но при сохранении условий стабильной генерации. Анализ полученных данных показывает наличие технологического ограничения по средней плотности мощности электронных пучков большого сечения, генерируемых низкоэнергетическими электронными ускорителями, которое составляет до 40 Вт/см² и связано со стойкостью тонких фольг для вывода электронных пучков из вакуума в атмосферу.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Балыгин К.А., Сибиряк Ю.Г. Модернизация измерительной электроники фотонного спектрометра для эксперимента ALICE/CERN. – 19 с., 13 рис.

Описана конструкция прототипа карты измерительной электроники (КИЭ) фотонного спектрометра (ФОС) эксперимента ALICE/CERN. Разработка новой КИЭ связана с повышением светимости пучков Большого адронного коллайдера и необходимостью повысить точность измерения времени пролета для лучшей иденти-

фикации регистрируемых частиц. Существующая КИЭ ФОС не отвечает новым требованиям и должна быть заменена по плану модернизации ФОС. Улучшение измерительных характеристик КИЭ ФОС достигается за счет аппаратного измерения времени пролета вместо онлайн-обработки кодов оцифровки формы сигнала фотодетектора. Прототип КИЭ содержит восемь измерительных каналов и все функциональные блоки, необходимые для работы в ФОС. Приведено описание функциональных блоков. Представлены результаты измерений характеристик прототипа КИЭ в лаборатории и на электронной компоненте вторичных пучков частиц протонного синхротрона PS в ЦЕРНе в диапазоне импульсов от 1 до 10 ГэВ/с. По полученным результатам сделан вывод, что прототип КИЭ полностью соответствует требованиям к КИЭ модернизированного ФОС. На основе данной конструкции начата разработка полномасштабной КИЭ ФОС на 32 измерительных канала.

Денисов А.Г., Дубровин А.Ю., Дурум А.А., Костин М.Ю., Кречетов Ю.Ф., Кутинова О.В., Семенов А.Ю., Сухов Е.В., Тяпкин И.А., Устинов В.В., Янович А.А. Разработка и исследование прототипа светодиодной системы мониторирования электромагнитного калориметра установки MPD на коллайдере NICA. – 12 с., 8 рис.

В ОИЯИ на коллайдере NICA создается многоцелевой детектор MPD для изучения свойств горячей и плотной ядерной материи в точке взаимодействия встречных пучков тяжелых ионов. Электромагнитный калориметр в новой экспериментальной установке отвечает за идентификацию γ -квантов, электронов (позитронов), измерение их энергии и координат, а также за отделение от адронов. Для стабильной работы 38 400 каналов калориметра разработана и исследована светодиодная система мониторирования с оптоволоконной раздачей света.

Джилкибаев Р.М., Хлюстин Д.В. Время-пролетный спектрометр установки ИНЕС. – 17 с., 10 рис.

Разработан метод определения стартового импульса для времепролетной методики, который существенно повышает точность временной привязки к импульсу протонного пучка. Изменен энергетический спектр импульсного источника нейtronов РАДЭКС и проведено сравнение с результатами моделирования. Описана процедура определения формы импульса нейtronов от времени на базе измеренной формы импульса протонного пучка при замедлении нейtronов в мишени. Описан метод абсолютной калибровки спектрометра с учетом эффекта изменение энергии нейтрана вследствие многократного упругого рассеяния нейтрана в образце. Разработана процедура восстановления сечений радиационного захвата нейтрана ядром при многократном упругом рассеянии нейtronов в образце. Представлены результаты калибровочных измерений сечений радиационного захвата нейтрана ядром Au на времепролетном спектрометре установки ИНЕС. Проведено сравнение измеренных сечений с расчетными сечениями на основе известных параметров резонансов и сечениями, полученными ранее в эксперименте с тонким образцом.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Хачатурова А.А., Нерсесян М.Н., Айвазян О.Л. Автоматизация системы управления спектрометра ДФС-24 на основе LabView. – 7 с., 2 рис.

Рассматривается актуальная проблема автоматизации спектроскопических измерений на базе спектрометра ДФС-24. Разработана универсальная система, состоящая из блока управления, блока сбора и регистрации данных и пользовательского интерфейса. Все задачи и соответствующие механизмы, связанные с применением спектрометра, контролируются через интерфейс, разработанный в среде LabView. Использование цифровых методов обработки и управления позволяет увеличить разрешающую спектральную способность приборов и делают доступной регистрацию слабых сигналов. Представлены результаты применения разработанной системы управления.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Исследование процессов переключения двунаправленного тиратрона дугового разряда импульсами высокого напряжения с наносекундным фронтом. – 8 с., 9 рис.

Исследован процесс переключения мощного тиратрона ТДИЗ-100к/75Д полупроводниковым генератором, который имеет малый джиттер (около 3 нс) относительно момента приложения импульса управления и обеспечивает высокие скорости нарастания импульсов запускающего напряжения (примерно 4 кВ/нс) и импульсов тока запуска (приблизительно 100 А/нс). Показано, что при таком переключении джиттер импульса тока запуска тиратрона относительно импульса запускающего напряжения составляет менее 1 нс, а джиттер фронта импульса силового тока через тиратрон относительно импульса тока запуска не превышает 5 нс как при положительном, так и при отрицательном потенциале анода, если запуск тиратрона осуществляется, соответственно, со стороны катода или анода.

Мартьянов П.С. Разработка методики проектирования аналоговых устройств на элементарных звеньях. – 8 с., 9 рис.

Представлено описание методики разработки аналоговых электронных узлов с использованием необходимых звеньев и ее применение для конкретных задач. Приводится обоснование важности предлагаемой методики для создания радиотехнических систем. Применение теоретических расчетов позволяет осуществлять синтез аналоговых устройств и проводить необходимые экспериментальные исследования.

Сибиряк Ю.Г. Анализ схемы зарядочувствительного предусилиеля с улучшенным времененным разрешением. – 13 с., 7 рис.

Описана схема зарядочувствительного предусилиеля (ЗЧП) для измерения энергии и времени пролета регистрируемых частиц. ЗЧП имеет два выхода. На E -выходе сигнал определяется интегралом заряда, образованного частицей в полупроводниковом детекторе. Амплитуда сигнала на этом выходе пропорциональна энергии частицы. На T -выходе сигнал повторяет форму импульса тока детектора и имеет малое время нарастания, что уменьшает ошибку временной привязки. Приведена принципиальная

схема ЗЧП, даны расчеты параметров сигналов на E - и T -выходах. Приведены результаты моделирования и измеренные параметры предложенной схемы. Получен критерий целесообразности использования временного канала ЗЧП в зависимости от времени высвечивания кристалла радиатора или времени собирания заряда. ЗЧП предназначен для использования в фотонных спектрометрах на основе кристаллов вольфрамата свинца и лавинных фотодиодов, но может быть также использован в спектрометрах с другими типами полупроводниковых детекторов.

Фридман Б.Э., Васильев А.В., Еникеев Р.Ш., Коркунов А.В., Попков Д.Е., Сапожников К.С., Томашевич П.В. Конденсаторная ячейка с форсированным включением. – 13 с., 17 рис.

Конденсаторная ячейка 120 кДж, 50 кВ предназначена для работы в емкостном накопителе энергии с запасаемой энергией в несколько мегаджоулей. Предложена и обоснована двухконтурная схема ячейки, состоящая из быстрого и медленного разрядных контуров. Быстрый разрядный контур, включающий в себя конденсатор с относительно небольшой запасаемой энергией и быстродействующий псевдоискровой коммутатор разрядного тока, обеспечивает заданную длительность фронта напряжения на нагрузке, не превышающую 100 нс. Медленный контур с основной конденсаторной батареей и вакуумным разрядником способен генерировать импульс тока амплитудой до 500 кА при заданной длительности фронта тока до 10 мкс. Описана конструкция конденсаторной ячейки и представлены результаты исследования переходных процессов при ее разряде, в том числе высокочастотных колебаний в кабельной линии длиной 20 м, соединяющей ячейку с нагрузкой. Приведены результаты испытаний прототипа конденсаторной ячейки.

Хорошилов Е.В. Разработка и испытание волноводно-микрополоскового перехода миллиметрового диапазона. – 9 с., 6 рис.

Представлен волноводно-микрополосковый переход, предназначенный для соединения прямоугольного волновода WR22 сечения 3.759×1.889 мм 2 с микрополосковой линией на подложке из оксида алюминия толщиной 0.127 мм. Приведены результаты электромагнитного моделирования конструкции и измерения S-парамет-

ров макета, включающего в себя два перехода, соединенных “спина к спине”. В рабочем диапазоне частот с перекрытием 1:1.5 значения прямых и возвратных потерь измеряемого макета не превышают -2.7 дБ и -10 дБ соответственно. Устройство можно использовать как интегрированный элемент конструкции различных функциональных блоков радиотехнических систем.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Lafouti M., Mahjour M., Ghoranneviss M., Salem M.K. Developing and constructing a piezoelectric drive amplifier (PDA) for calibrating ball pen pins of the mix probe diagnostic to measure plasma potential in the IR-T1 Tokamak. – 11 р., 7 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In this work, a Piezoelectric Drive Amplifier (PDA) was designed and constructed for the first time to calibrate Ball Pen Probe (BPP) pins of Mix Probe in order to measure plasma potential in IR-T1 Tokamak. The PDA amplifies a triangular wave generated by a signal generator with ± 10 V and 1 kHz frequency to ± 100 V, 1 kHz frequency and a maximum current 100 mA to sweep the collector of BPP of the Mix probe. Current–Voltage characteristic of BPP was plotted for a 10 ms plasma duration at Last Closed Flux Surface (LCFS) while the collector was swept between ± 100 V by the PDA. The Ball Pen coefficient (α_{BPP}) was also calculated to be approximately 0.6. The time trace of plasma potential and electron temperature was additionally derived from the floating potential, which was assessed using both the BPP and Langmuir pins. The floating potential measured by the BPP is much more closely aligned with the plasma potential than the floating potential measured by the LP. Consequently, we can regard the floating potential measured by the BPP as the plasma potential.

Андреев С.В., Воробьев Н.С., Горностаев П.Б., Смирнов А.В. Шашков Е.В. Модифицированный времязанализирующий электронно-оптический преобразователь ПИФ-01. – 8 с., 5 рис.

Описана одна из возможных модификаций анализирующего время электронно-оптического преобразователя модели ПИФ-01. Показано, как, не меняя габаритов устройства и требований к обеспечивающей его электронике, можно

улучшить временное разрешение преобразователя. Проведено математическое моделирование основных технических параметров модифицированного электронно-оптического преобразователя и приведены результаты экспериментов, подтверждающие проведенные расчеты.

**Вагина Н.М., Бычков В.Б.,
Андреев С.А., Шукайло В.П., Лыжин А.Е.,
Колосков Е.Н., Негреев А.И., Черноскулова Д.Д., Ежов Е.Н., Кузьмин А.В. Импульсный ускоритель СПРУТ для задач радиационной стойкости.** – 10 с., 9 рис.

Определение порогов массового сбоя в электронных приборах по плотности потока воздействующих частиц является актуальной проблемой разработки радиационно-стойкой аппаратуры. Для решения задач такого класса создан специальный трехлучевой импульсный ускоритель электронов СПРУТ, обеспечивающий генерацию пучка электронов энергией 5–7 МэВ с током около 1 А, длительностью импульса 1–12 мкс и частотой следования до 1 Гц. За выходной фольгой формируется суммарный электронный пучок диаметром не менее 20 мм с высокой плотностью потока электронов. Конфигурацию и положение суммируемых пучков можно менять, обеспечивая поле облучения с неравномерностью не хуже 30%. Настоящая статья посвящена описанию устройства и принципа действия ускорителя СПРУТ, методов и результатов измерений его характеристик, а также изучению возможностей по формированию поля облучения.

Гусева В.Е., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Чхало Н.И. Система циркуляции газа для формирования газоструйной мишени в вакуумной камере лазерно-плазменного источника. – 9 с., 1 рис.

Описаны конструкция и принцип работы системы циркуляции газа, используемого в качестве мишени для газоструйного лазерно-плазменного источника. Необходимость подобной системы обусловлена стремлением уменьшить потребление газа при сохранении производительности источника излучения. Циркуляционная система позволяет использовать один и тот же объем газа в качестве мишени многократно. В статье приведена конструкция системы, также

даны результаты пробной эксплуатации и оценки герметичности сконструированной системы и времени работы на одной заправке газа.

Константинов С.Г. Коаксиальный ионный ЭЦР-источник для ускорителей прямого действия. – 7 с., 6 рис.

Описывается устройство, представляющее собой ионный инжектор на основе ЭЦР-разряда в коаксиальном резонаторе. Его эффективность обусловлена применением нескольких оригинальных решений: использовано прямое подключение магнетрона к ионному источнику, оригинальная магнитная система имеет конфигурацию с точной настройкой на максимальный ионный ток; кроме того, она минимизирует зону горения у эмиссионного отверстия. Также существенно повышен ионный ток за счет применения керамических вставок в зоне разряда. В устройстве отсутствует стандартный тракт СВЧ, а генератор СВЧ (магнетрон) подключен непосредственно к петле связи коаксиального резонатора. Извлекаемый ток ионов водорода при вкладываемой в разряд СВЧ-мощности около 100 Вт составляет 8.5 мА.

Моисеев Д.С., Рожко М.В., Романовский Я.О., Левкин Г.Ю., Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А. Ротатор поляризации мощных фемтосекундных лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона. – 12 с., 3 рис.

Рассчитана оптическая схема ротатора поляризации электромагнитного излучения, состоящего только из отражающих элементов. Определены потери и степень деполяризации, вносимые данной схемой для лазерного излучения видимого, ближнего и среднего инфракрасного диапазонов. Показана возможность применения прибора в терагерцевом диапазоне частот. Численный анализ проводился с использованием экспериментально измеренных комплексных коэффициентов отражения для излучения на длинах волн 532, 808, 3900 нм для золотых зеркал с защитным покрытием. Экспериментально показана возможность использования ротатора для непрерывного вращения поляризации фемтосекундных лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона. Получено, что для фемтосекундных лазерных импульсов

на центральной длине волны 3.9 мкм (диапазон 3600–4200 нм) потери, вносимые ротатором, составляют менее 8%, а степень поляризации при этом изменяется от 0.95 до 0.985 в зависимости от положения ротатора.

Н е ф е д ц е в Е. В., О н и щ е н к о С. А., К и з и р и д и П. П., Я к о в л е в Е. В., А н и - кеев С. Г. Методика исследования предпробойных явлений на катоде вакуумного промежутка. – 13 с., 5 рис.

Предложена и реализована на экспериментальном стенде методика стабилизации предпробойного состояния вакуумных промежутков, основанная на использовании анода, изготовленного из материала с высоким удельным сопротивлением. Выявлены следы предпробойных явлений на поверхности катодов, которые обычно приводят к вакуумной искре и самоуничтожению и проведено их предварительное исследование. Данная методика позволит в дальнейшем расширить представления о природе вакуумного пробоя и электропластических явлений в критически сильных электрических полях напряженностью свыше 1 МВ/см. Предложено использование предпробойной электростатической тренировки поверхности металлов и полупроводников для изучения возможности получения эффективных холодных эмиттеров электронов.

П от а п о в В. Т., Ж а м а л е т д и н о в Н. М., М о и сеев В. В. Измерение температуры по сдвигу полос интерференции в микроинтерферометре Фабри-Перо на основе кремниевой пластины. – 6 с., 5 рис.

Описан волоконно-оптический датчик температуры с чувствительным элементом на основе кремниевого микроинтерферометра Фабри–Перо, температура которого измеряется по сдвигу интерференционных полос вследствие зависимости коэффициента преломления кремния от температуры. Интерферометр Фабри–Перо представляет собой кремниевую пластину размерами 500×500 мкм², толщиной 20 мкм, расположенную на торце одномодового волокна. Коэффициент преобразования такого интерферометра равняется примерно 1 нВт/°С при чувствительности порядка $5 \cdot 10^{-3}$ °С.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Bharath V., Subramanian K.R. V. Experimental analysis and optimisation techniques for screen printing of ZnO nanomaterials. – 12 р., 8 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Screen printing stands out due to its ease of setup and versatile printing capabilities, supporting various substrates such as glass, ceramics, textiles, plastics, and metals. This technique offers precise control over critical deposition parameters, including nanoink thickness, ink viscosity, and packing density, which are essential for high-quality prints. In this study, ZnO nanoparticles dispersed in ethylene glycol were processed to achieve a moderate viscosity of 23.8 cP. This laboratory-scale setup was designed to optimize screen printing parameters for enhanced ZnO deposition quality. Key variables, such as the viscosity of ZnO nanoink, printing modes, and stroke techniques, were rigorously assessed for their impact on print consistency, with adjustments made to refine the process. During experimentation, challenges emerged, including ink blurring, uncontrolled distribution, leakage, uneven prints, lack of sharpness, clogging, and misalignment. Specific adjustments, such as optimizing snap-off and off-contact distances, using screen mesh tape, applying controlled pressure, and securing the screen with clamps and vacuum holes, were implemented to address these challenges. This study introduces an optimized screen-printing setup for reliable ZnO nanoparticle deposition on glass substrate, supporting scalable production for applications in nanotechnology. Voltage measurements on the sensor made using the printed zinc oxide electrode yielded up to 0.9 mV which is suitable for low order flow measurements.

А л е к с а н д р о в И. С., Б е л о в В. А., Б о л о з - д и н я А. И., В а с и н А. А., Г а л а в а н о в А. В., Г у с а к о в Ю. В., К о в а л е н к о А. Г., К о з - л о в а Е. С., К о н о в а л о в А. М., К о р н о у - х о в В. Н., К у м п а н А. В., Л у к ъ я ш и н А. В., П и н ч у к А. В., Р а з у в а е в а О. Е., Р у д и к Д. Г., С и м а к о в Г. Е., С о с н о в ц е в В. В., Х р о - м о в А. В., Ш а к и р о в А. В., Э т е н к о А. В. Циркуляционный насос для непрерывной очистки рабо- чей среды двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100. – 6 с., 2 рис.

Статья посвящена описанию модернизации стандартного мембранных насоса для непрерывной циркуляционной очистки благородных газов, жидкая фаза которых используется как

рабочая среда эмиссионных детекторов с целью обеспечения плавной регулировки потока очищаемого газа в пределах 8–15 литров в минуту.

Габитов Ф.Р., Габитов И.Р., Яруллин Л.Ю., Хайрутдинов В.Ф., Хабриев И.Ш., Абдулгатов И.М. Экспериментальная установка для измерения теплопроводности жидкостей, газов и твердых тел методом импульсного нагрева. – 12 с., 4 рис.

Статья посвящена методам исследования теплопроводности и, в частности, методу импульсного нагрева. Описана классификация методов исследования теплопроводности, их преимущества и недостатки. Приведены обобщенная информация о зонах, применяемых в экспериментальных установках метода импульсного нагрева, а также описание зонда, использованного в реализованной установке. Представлены экспериментальные термограммы с анализом факторов, влияющих на результат, а также варианты оценки их вклада в общий результат измерений. Приведены результаты апробации установки и сравнение полученных значений коэффициентов теплопроводности со стандартными значениями, представленными в литературе.

Жеребчевский В.И., Землин Е.О., Мальцев Н.А., Петров В.В., Феофилов Г.А. Экспериментальная установка для изучения процессов охлаждения тонких кремниевых пикельных детекторов нового поколения. – 15 с., 4 рис.

Разработана экспериментальная установка для оптимизации процессов газового охлаждения тонких кремниевых пикельных детекторов большой площади, обладающих высоким пространственным разрешением при регистрации треков заряженных частиц. Испытаны новые технические решения по распределению потоков холодного газа с минимальной скоростью, направленных между близко расположенными цилиндрическими слоями детекторов. Такая схема охлаждения обеспечивает эффективный отвод тепловой мощности, минимизирует температурные градиенты и устраняет проблемы вибраций детекторов, которые могут возникать при более высоких скоростях газового потока. Обсуждаются выявленные особенности охлаждения тонких кремниевых пикельных сенсоров большой площади в новых экспериментах по физике высоких энергий.

Мартанов С.Г., Таркаева Е.В., Иевлева В.А., Кунцевич А.Ю. Двухэтапная фотоэлектронная литография для работы с хрупкимиnanoструктурами. – 7 с., 2 рис.

Представлено дополнение к электронному литографу на основе оптического микроскопа для быстрого паттернирования крупномасштабных элементов методом контактной масочной фотолитографии в ультрафиолетовом излучении на электронном резисте. Прибор ускоряет создание контактных площадок к твердотельным микро- и nanoструктурам и уменьшает риск потери образца при работе с хрупкими структурами.