



ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



www.sciencejournals.ru



Радиометрический комплекс для астрономических
и атмосферных исследований сильноточных электронных пучков

К статье Большакова О.С. и др., с. 112



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 1, 2023

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Томография поперечного фазового портрета пучка сильноточного линейного ускорителя ионов водорода

А. И. Титов, С. Е. Брагин, О. М. Володкевич, С. А. Гаврилов

5

Соотношение сигнал/шум модуля кремниевой трековой системы эксперимента BM@N

*Д. В. Дементьев, М. О. Шитенков, В. В. Леонтьев,
Н. В. Сухов, А. Д. Шереметьев, Ю. А. Мурин*

23

Пучковые испытания прототипа системы обработки данных кремниевой трековой системы эксперимента BM@N

*Д. В. Дементьев, М. О. Шитенков, П. И. Харламов,
А. Л. Воронин, М. М. Меркин, Ю. А. Мурин*

33

Применение схемы емкостного деления сигнала для уменьшения числа каналов считывания многоканальных кремниевых детекторов с p - n -переходом

А. В. Горбунов, Д. Е. Карманов

41

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Система питания для промышленных ускорителей электронов типа ИЛУ

*В. В. Безуглов, А. А. Брызгин, А. Ю. Власов,
Л. А. Воронин, Е. В. Дрогунов, М. В. Коробейников,
С. А. Максимов, В. Е. Нехаев, А. В. Пак, В. М. Радченко,
А. В. Сидоров, В. О. Ткаченко, Е. А. Штарклев*

56

Автоматизированный многофункциональный стенд
для массового измерения характеристик PIN-фотодиодов

*С. С. Афанасенко, Е. Р. Гнатовский, Д. Н. Григорьев,
А. А. Талышев, А. В. Тимофеев, Р. И. Щербаков*

62

Малогабаритный импульсный магнетронный генератор СВЧ
на основе твердотельного коммутатора

Е. Ю. Буркин, В. В. Свиридов, П. Ю. Чумерин

66

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Исследования спектров импульсного рентгеновского излучения
плазмы гибридного X-пинча

*И. Н. Тиликин, Т. А. Шелковенко, С. А. Пикуз,
И. Г. Григорьева, А. А. Макаров, П. Ю. Наумов,
Г. Х. Салахутдинов*

74

Потери мощности излучения в светодиодах

А. В. Градобоев, К. Н. Орлова, Ф. Ф. Жамалдинов

80

Малогабаритный CuVg-лазер с высокочастотным блоком
заряда накопительного конденсатора

К. Ю. Семенов, П. И. Гембух, М. В. Тригуб

87

Измерение распределений температуры и интенсивности
инфракрасного лазерного излучения на поверхности твердого тела
в ячейке высокого давления

*К. М. Булатов, П. В. Зинин,
П. А. Носов, Н. А. Храмов*

92

Реализация двухпроводных и четырехпроводных схем измерения
электросопротивления в динамическом эксперименте

*М. И. Кулиш, А. Н. Емельянов, А. А. Голышев,
С. В. Дудин, Д. В. Шахрай*

100

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Мобильный полноповоротный радиометрический комплекс
для астрономических и атмосферных исследований

*О. С. Большаков, Г. М. Бубнов, А. В. Вдовин,
В. Ф. Вдовин, В. О. Гладышев, А. А. Гунбина,
В. К. Дубрович, П. М. Землянуха,
В. Л. Кауц, А. М. Красильников, И. В. Леснов,
М. А. Мансфельд, К. В. Минеев, Е. А. Шарандин*

112

Высокоточные измерения термдеформаций
рефлекторов космических аппаратов

*П. С. Завьялов, М. С. Кравченко, К. И. Савинов,
М. В. Савченко, А. В. Белобородов*

120

Прецизионная аппаратура для измерения сверхслабого
оптического излучения от биокультур

*Н. В. Дунин, В. Б. Дунин, С. А. Савинов, А. С. Рыбаков,
С. Н. Майбуров, А. Н. Багдинова, Е. И. Демихов*

132

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Стенд “Микроскоп” для поверки микроволновых
радиоинтерферометров

*Е. В. Ботов, В. Н. Иконников, Н. С. Корнев,
Е. С. Митин, А. В. Назаров,
А. А. Седов, Д. А. Трегубенко*

140

Планарный магнетрон с ротационным центральным анодом,
распыляемым ионным пучком

А. П. Семенов, Д. Б.-Д. Цыренов, И. А. Семенова

145

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Широкодиапазонный преобразователь время—код
счетно-импульсного типа с разрешением 1 нс

В. В. Сидоркин

149

Универсальный электроразведочный приемник ОМАР-ИКС

В. А. Давыдов

151

Стенд для испытаний шаговых двигателей

*Н. В. Ермаков, А. Н. Баженов,
А. Н. Смирнов, С. Ю. Толстяков*

154

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

156

Правила публикации в ПТЭ

165

ТОМОГРАФИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ФАЗОВОГО ПОРТРЕТА ПУЧКА
СИЛЬНОТОЧНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ ВОДОРОДА© 2023 г. А. И. Титов^{a,b,*}, С. Е. Брагин^a, О. М. Володкевич^a, С. А. Гаврилов^{a,b}^aИнститут ядерных исследований РАН

Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

^bМосковский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)
Россия, 141700, Долгопрудный Московской обл., Институтский переулок, 9

*e-mail: aleksandr.titov@phystech.edu

Поступила в редакцию 23.05.2022 г.

После доработки 27.06.2022 г.

Принята к публикации 07.07.2022 г.

Представлен вариант томографической реконструкции поперечного фазового портрета пучка на основе быстрого метода одновременной алгебраической реконструкции, редко используемого в ускорительной физике. Разработанная процедура диагностики реализована на сильноточном линейном ускорителе ионов водорода ИИЯ РАН и экспериментально проверена в диапазоне энергий пучка от нескольких десятков до нескольких сотен мегаэлектронвольт. Показана возможность использования данных различных измерителей профиля пучка и проведено сравнение томографического метода со стандартным методом поперечных профилей. Предложена процедура верификации реконструированных данных для использования в матричных кодах трассировки пучков и представлены примеры ее использования в случае фазовых портретов принципиально неэллиптической формы.

DOI: 10.31857/S0032816222060209, EDN: JRCBPQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерения параметров поперечного фазового портрета пучка необходимы для моделирования динамики пучка и последующей оптимизации магнитооптики ускорителя. Для пучков ионов водорода низких энергий (менее 10 МэВ) можно проводить прямые измерения эмиттанса пучка при помощи различных контактных измерителей эмиттанса на основе тонких щелей или диафрагм. Однако в случае более высоких энергий прямые измерения, как правило, становятся некорректными из-за принципиальной неприменимости приближения “тонкой” щели. Кроме того, в случае высокоинтенсивных пучков в сильноточных ускорителях тепловые нагрузки на такие контактные измерители еще больше ограничивают допустимый диапазон энергий. В этой ситуации на первый план выходят методы математической реконструкции, наиболее распространенными из которых являются методы квадрупольной вариации (МКВ). Типичное расположение оборудования, необходимого для измерений с помощью МКВ, представлено на рис. 1. Для измерений используются установленные профилометры, элементы магнитооптики ускорителя и компоненты систем управления, сбора и обработки данных. Установка дополнительных устройств не требуется.

МКВ — это группа методов, которая обычно применяется, как описано в работе [1]. Измерения при помощи МКВ позволяют получить информацию об эквивалентном фазовом эллипсе (далее — “фазовый эллипс”). Фазовый эллипс является удобной моделью описания распределения частиц пучка в фазовой плоскости. При линеаризации уравнений движения частиц в ускорителе все частицы оказываются внутри кривой второго порядка, описываемой следующим уравнением:

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon \quad (1)$$

где x, x' — координаты в фазовой плоскости; α, β, γ — параметры Твисса; ε — эмиттанс пучка [2].

Одним из методов измерения параметров поперечного фазового портрета пучка, который можно отнести к МКВ, является хорошо известная в медицине и промышленности томографическая реконструкция. Это процесс реконструкции двумерного, иногда трехмерного, объекта на основе одномерных проекций этого объекта, полученных под разными углами.

Томографическая реконструкция может дать информацию не только об огибающей фазового портрета пучка и полученном из нее эквивалент-

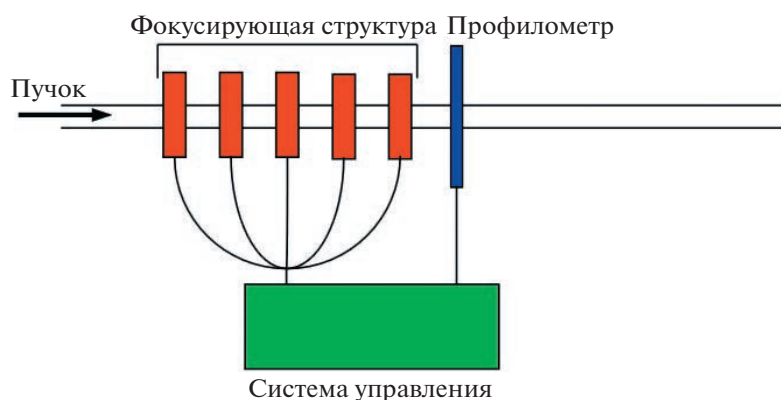


Рис. 1. Типичное расположение оборудования, необходимого для проведения измерений при помощи метода квадрупольной вариации.

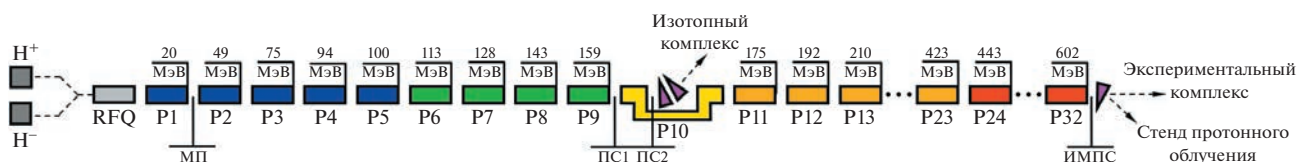


Рис. 2. Схема линейного ускорителя ИЯИ РАН. МП – многопроволочный профилометр; ИМПС – ионизационный монитор поперечного сечения; ПС – проволочный сканер; RFQ – резонатор с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой; P – резонатор.

ном фазовом эллипсе, но и о плотности распределения частиц пучка в фазовом пространстве, что делает данную разновидность МКВ столь же информативной, как и методы прямых измерений поперечного эмиттанта. Однако, как правило, разработка алгоритмов томографической обработки является более сложной задачей по сравнению с типичными алгоритмами МКВ.

Применимость томографии к измерениям параметров пучка основана на свойствах преобразования Радона. Впервые данный метод был реализован на ускорителях в 70-х годах XX века [3]. Впоследствии он был успешно использован для измерений поперечных фазовых портретов пучков электронов [4, 5] и протонов [6]. На линейном ускорителе ионов водорода ИЯИ РАН такая процедура была внедрена на выходе ускорителя на основе ионизационного монитора поперечного сечения (ИМПС) [7] для проведения оперативных автоматизированных измерений эмиттанта пучка, транспортируемого далее на установки экспериментального комплекса по каналам сложной конфигурации длиной до 200 м. Также была разработана программа для постобработки измеренных профилей пучка (офлайн-томография) с использованием данных как с ИМПС, так и с любых других профилометров, установленных на ускорителе.

Линейный ускоритель протонов и отрицательных ионов водорода ИЯИ РАН (Москва, Троицк), схема которого представлена на рис. 2, представляет собой сильноточный резонансный ускоритель, рассчитанный на средние и промежуточные энергии до 602 МэВ, ток пучка до 15 мА, длительность импульса тока до 150 мкс с частотой повторения импульсов до 50 Гц.

В данной статье исследуется применимость томографического метода только для измерения распределения частиц в поперечных фазовых плоскостях и не рассматриваются вопросы измерения продольного эмиттанта [8–10] или многомерного распределения частиц в фазовом пространстве [11–13].

2. СОГЛАШЕНИЕ О ФАЗОВОМ ЭЛЛИПСЕ

Моделирование динамики пучка в данном ускорителе выполняется с помощью матричного кода TRACE-3D [14], требующего параметры Твисса (α , β , γ) фазового эллипса в качестве начальных данных, при этом основным используемым методом измерений является типичная реализация МКВ – метод поперечных профилей (МПП) [15]. Томографическая реконструкция, реализованная как альтернатива МПП, также должна восстанавливать значения параметров Твисса. С учетом того, что для восстановления фазового эллипса МПП использует среднеквад-

ратичный размер пучка, а томографическая реконструкция — полный размер пучка, сравнение результатов этих методов следует проводить с учетом принятого на линейном ускорителе ИЯИ РАН соглашения о том, что “полный” размер пучка равен пяти среднеквадратичным размерам, таким образом, эмиттанс “полного” пучка $\epsilon = \epsilon_{2.5\text{rms}} = 6.25\epsilon_{\text{rms}}$.

3. ПРОФИЛОМЕТРЫ

В данном разделе будут описаны все профилометры вместе с элементами магнитооптики, используемыми для преобразования фазового объема пучка в каждом конкретном случае. Для измерения профилей и положения пучка используются профилометры нескольких типов: многопроволочные профилометры (МП), проволочные сканеры (ПС) и ИМПС. Для профилометра каждого типа осуществляется обрезка измеренных профилей на величину отсечки, которая будет представлена в разделе о результатах томографической реконструкции.

3.1. Проволочные профилометры

Для томографии фазового портрета был использован многопроволочный профилометр, расположенный на выходе первого резонатора P1 с трубками дрейфа. Профилометр состоит из 15-ти проволочек в каждой плоскости. Толщина проволочек равна 100 мкм, они размещены с шагом 2 мм по осям X и Y , ввод профилометра в ионопровод осуществляется шаговым двигателем. Для преобразования фазового объема пучка используются девятнадцать квадрупольных линз в трубках дрейфа, питаемых тремя независимыми источниками тока. Первый и второй источники питают по девять линз каждый, третий источник питает последнюю линзу в резонаторе.

Также для проведения измерений использовались два проволочных сканера, расположенные в области согласующего резонатора P10. Для преобразования фазового объема пучка используются восемь квадрупольных дублетов с питанием от четырех независимых источников тока, каждый источник тока питает два дублета. Сбор данных с этих профилометров осуществляется с помощью плат National Instruments PCI 6259 [16].

3.2. Ионизационный монитор поперечного сечения

Принцип работы ИМПС, расположенного на выходе ускорителя (P32 на рис. 2), основан на ионизации остаточного газа в ионопроводе. Изображение с его люминесцентного экрана передается через зеркально-линзовую систему и регистрируется камерой Basler acA780–75gm [17], которая установлена за бетонной защитой уско-

рителя и подключена к компьютеру в пультовой по локальной сети. Для преобразования фазового объема пучка используются восемь квадрупольных дублетов, питаемых двумя независимыми источниками тока, каждый источник тока питает четыре дублета.

4. ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ

Разработанное программное обеспечение для томографии поперечного фазового портрета пучка имеет две версии. Первая версия представляет собой онлайн-программу для оперативной процедуры томографии на основе данных ИМПС. Другая версия — это офлайн-томография, используемая для постобработки данных с любых профилометров. Обе версии созданы на LabVIEW [18], как и большая часть программного обеспечения системы управления линейным ускорителем ИЯИ РАН, вычислительное ядро томографии написано на Python.

4.1. Вычислительное ядро томографии

Вычислительное ядро основано на методе одновременной алгебраической реконструкции (SART — Simultaneous algebraic reconstruction technique) [19], который считается быстро сходящимся алгоритмом [20]. Помимо SART, рассматривались также метод фильтрованных обратных проекций (FBP — Filtered back projection), метод алгебраической реконструкции (ART — Algebraic reconstruction technique) и метод максимальной энтропии (MENT — Maximum entropy). Для достижения одинакового уровня среднеквадратичной ошибки алгоритму SART требуется меньшее количество проекций, чем методам FBP и ART [19]. Метод MENT сравним по точности с методом SART, но его реализация представляет собой более сложную задачу [5]. Вариант алгоритма SART взят из пакета с открытым исходным кодом “scikit image” [21].

Представленные далее характеристики алгоритма SART основаны на реконструкции фантома Шеппа–Логана (рис. 3), который в основном используется в медицине и представляет собой модель человеческой головы. Большинство алгоритмов томографической реконструкции тестируется на этом фантоме. Мы считаем, что эта модель подходит для испытаний SART в нашем случае, поскольку она похожа на эллиптическое распределение пучка со сложной внутренней структурой.

На рис. 4 показано изменение среднеквадратичной ошибки в зависимости от числа итераций для различного количества проекций, равномерно распределенных по углам. Для получения среднеквадратичной ошибки фантом Шеппа–Логана преобразовывался в синограмму в соответствии с требуемым количеством проекций.



Рис. 3. Фантом Шеппа–Логана.

Полученная синограмма передавалась вычислительному ядру, которое восстанавливало двумерное изображение. Интенсивность восстановленного и исходного изображений сравнивалась по пиксельно, и вычислялась среднеквадратичная ошибка восстановления фантома.

Обычно для восстановления эмиттанса пучка на линейном ускорителе ИЯИ РАН используются менее десяти проекций фазового объема. Как показано на рис. 4, в этом случае SART сходится на

пятой итерации, поэтому вычислительное ядро выполняет пять итераций.

4.2. Онлайн-томография

Программа для онлайн-томографии состоит из модулей управления и сбора данных с ИМПС, основанных на программном обеспечении, которое подробно описано в работе [22], и модуля томографии. На этапе измерений программа изменяет токи в источниках питания линз в соответствии с планом, затем измеряет профили. Выполнив все запланированные измерения, программа возвращает исходные токи в источниках и запускает томографическую реконструкцию на основе измеренных профилей.

Этап восстановления начинается с создания матриц преобразования фазового объема пучка для каждого измеренного профиля. В общем случае эта матрица является матрицей аффинного преобразования, которое может быть представлено как комбинация поворота, сдвига и сжатия. В процедуре томографии измеряемый объект должен подвергаться только преобразованию поворота, поэтому преобразования сдвига и сжатия необходимо обратить с использованием дискретного аффинного преобразования. Скорректированные профили преобразуются в синограмму. Углы поворота в фазовом пространстве получаются из соответствующих матриц. После всех

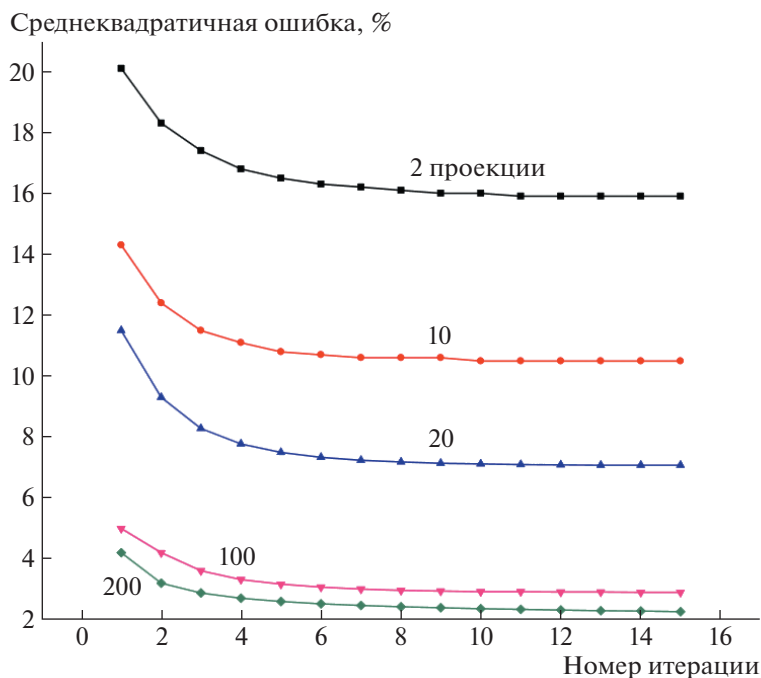


Рис. 4. Среднеквадратичная ошибка SART в зависимости от количества итераций для различного числа проекций (цифры у кривых).

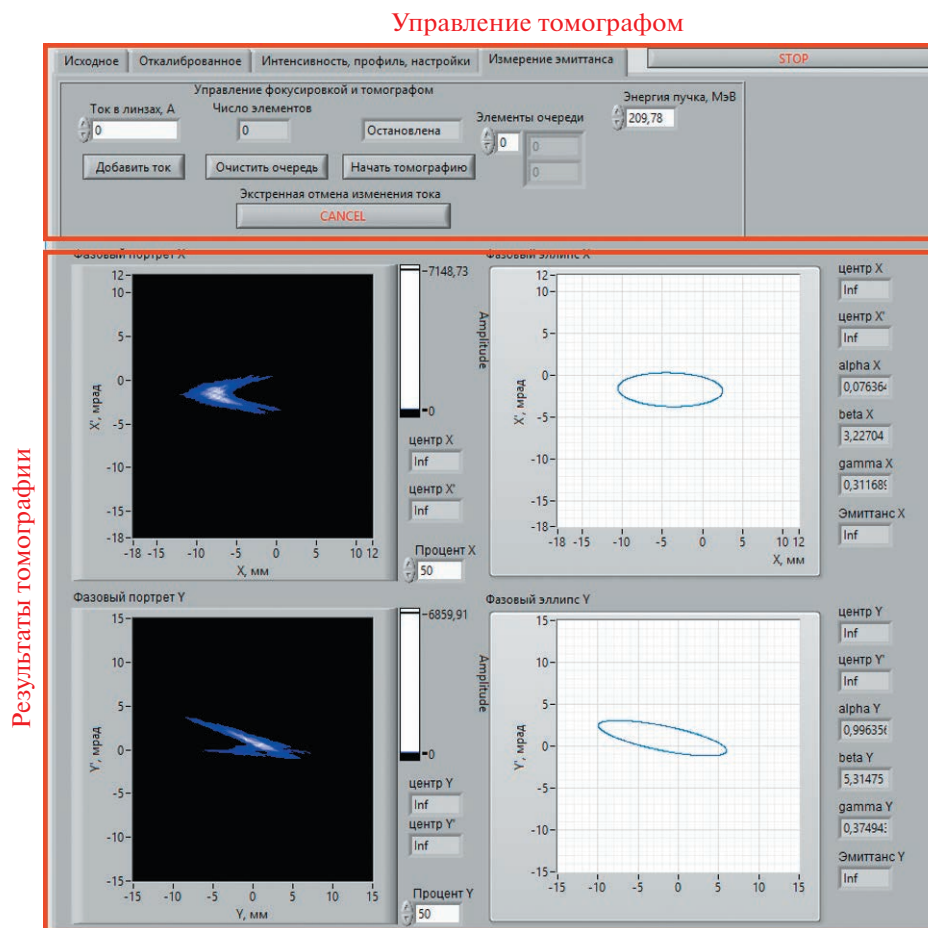


Рис. 5. Вкладка программы с настройками и данными онлайн-томографии. В окне “Управление томографом” вводятся данные для создания плана измерений и находятся кнопки запуска и экстренной остановки томографа. В окне “Результаты томографии” отображаются выбранные подпортреты, фазовые эллипсы и параметры Твисса для обеих фазовых плоскостей.

преобразований синограмма и углы поворота передаются в вычислительное ядро.

Результаты реконструкции, полученные с помощью вычислительного ядра, подвергаются постобработке. Каждый фазовый портрет разбивается на 20 подпортретов. Подпортреты формируются следующим образом: точки исходного портрета сортируются в порядке убывания соответствующих значений плотности распределения частиц в фазовом пространстве, затем отсортированные точки по очереди включаются в подпортрет, пока суммарная плотность распределения частиц подпортрета не будет равна 5% от суммарной плотности распределения исходного портрета. На этом формирование первого подпортрета завершается. Второй подпортрет формируется таким же образом, но его суммарная плотность распределения частиц равна 10% от суммарной плотности распределения исходного портрета, у третьего — 15% и т.д. Для каждого подпортрета вычисляется огибающая и фазовый эллипс, кото-

рый аппроксимирует эту огибающую, рассчитываются параметры Твисса, эмиттанс и центр каждого фазового эллипса. Все эти данные отображаются для пользователя. Одна из вкладок программы с настройками томографии и результатами измерений представлена на рис. 5.

4.3. Офлайн-томография

Программа для офлайн-томографии использует то же ядро, что и онлайн-версия, однако в качестве входных данных офлайн-программе требуется массив профилей, которые были ранее измерены, и массив матриц преобразования фазового объема пучка для каждого измеренного профиля. Постобработка аналогична онлайн-томографии. Отличительной особенностью программы офлайн-томографии является функция устранения артефактов реконструкции, возникающих во время томографии: наличие матрицы преобразования для каждого профиля дает возможность смодели-

Таблица 1. Значения погрешностей для различных профилометров

Профилометр	σ_c , мм	σ_s , мм
Многопроволочный профилометр	0.25	0.58
Проволочный сканер	0.1	0.06
Ионизационный монитор поперечного сечения	0.2	0.3

ровать динамику восстановленного фазового портрета и сравнить измеренные и восстановленные профили пучка с использованием определенной весовой функции, вычисляемой в два этапа. На первом шаге вычисляется средняя относительная разность между восстановленными и измеренными профилями. Если интенсивности обоих профилей в каких-то координатах равны нулю, то эта точка не учитывается. На втором шаге значения, рассчитанные для каждого профиля, усредняются. Эта функция применяется ко всем двадцати подпортретам, которые получаются после постобработки. Подпортрет с наименьшим значением весовой функции рассматривается как итоговый результат томографии. На рис. 6 представлен график весовой функции с изображениями фазовых портретов, соответствующих разным точкам. Рабочее окно программы офлайн-томографии представлено на рис. 7.

4.4. Погрешности измерений

Погрешности измерений при помощи томографии можно разделить на две группы: погрешности профилометра и погрешности томографического метода. К погрешностям профилометра относятся погрешность измерения положения σ_c и погрешность измерения полного размера σ_s . Эти погрешности различаются для разных профилометров и представлены в табл. 1.

Погрешность томографии σ_t также состоит из нескольких частей.

Первая часть относится к ошибкам матричного метода. Его применимость основывается на приближении малых углов, поэтому значение относительной погрешности матричного метода σ_m принимается равным точности выполнения условия малости углов. В резонаторах начальной части ускорителя ИЯИ РАН расстояние между трубками дрейфа составляет в среднем 200 мм, а апертура трубок — до 15 мм. Следовательно, максимальный угол наклона, который может иметь пучок, составляет 0.1 рад. В таком случае приближение малых углов ($\text{tg}\alpha \approx \alpha$) выполняется с точностью 0.3%. В основной части ускорителя расстояние между квадрупольными дублетами составляет 3000 мм, апертура — 40 мм, максимальный угол равен 0.01

рад, а приближение малых углов выполнено с точностью лучше чем 0.1%. Таким образом $\sigma_m \leq 0.003$.

Второй частью является процедура реконструкции, которая включает в себя погрешность алгоритма SART и погрешность преобразования измеренных для томографии профилей. На основе информации о количестве проекций и числе итераций из рис. 4 мы получаем, что относительная погрешность σ_{SART} примерно равна 11%. Погрешность преобразования профиля возникает из-за использования дискретного аффинного преобразования и может быть оценена следующим образом: заданный аналитически профиль преобразуется дискретным аффинным преобразованием и результат сравнивается с аналитически преобразованным профилем (рис. 8). Погрешность преобразования профиля σ_r , основанная на этой оценке, составляет около 12%.

Третьей составляющей является погрешность измерения параметров фазового эллипса, для которой необходимо учесть относительную погрешность аппроксимации огибающей восстановленного фазового портрета эллипсом σ_a . Она определяется встроенным алгоритмом аппроксимации в LabVIEW. Для оценки была измерена точность аппроксимации для квазиэллиптических пучков, как показано на рис. 9. В этом случае $\sigma_a = 0.09$. Однако эта погрешность может увеличиваться в зависимости от степени отличия огибающей фазового портрета от эллипса.

Таким образом, общая относительная погрешность процедуры томографии σ_t равна:

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{\text{SART}}^2 + \sigma_r^2 + \sigma_a^2} = 0.18. \quad (2)$$

Однако значение σ_a было оценено только для квазиэллиптической огибающей. Для других огибающих погрешность аппроксимации может составлять более 9%, и для таких случаев мы предполагаем, что допустимое максимальное значение σ_t составляет 20%, так как при разработке процедуры томографии фазового портрета было наложено начальное условие на дальнейшее применение этой методики: восстановление значения полного размера пучка должно выполняться с погрешностью меньшей, чем его среднеквадратичный размер, т.е., исходя из соглашения о том, что полный размер пучка равен пяти среднеквадратичным размерам, можно считать, что относительная погрешность процедуры восстановления не должна превышать 20%.

С учетом всех оценок погрешности ($\sigma_{ex}, \sigma_{ex'}$) для координат центра эллипса x_c и x'_c соответственно равны:

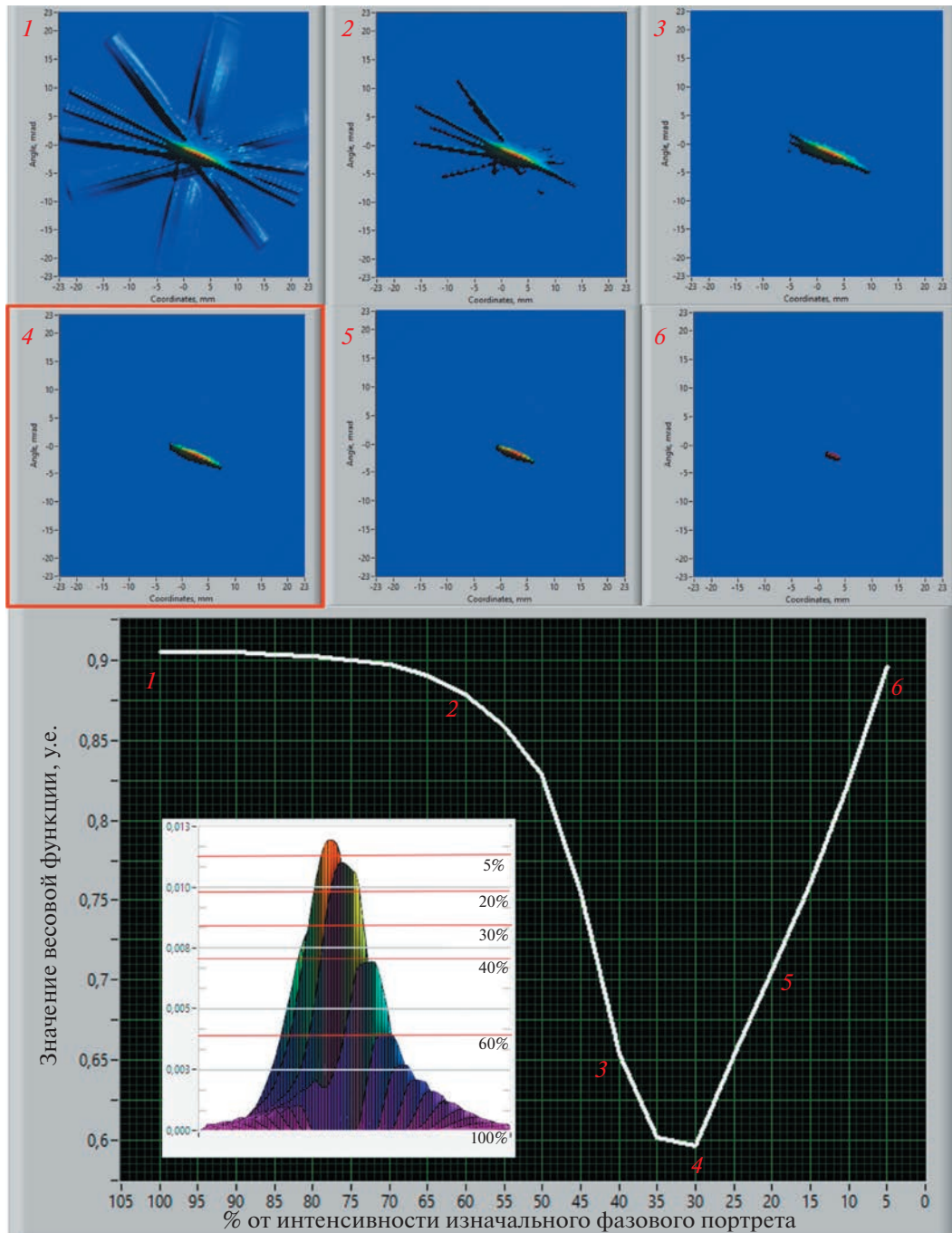


Рис. 6. Вверху — изображения подпортретов. Обведенный рамкой портрет — итоговый результат томографической реконструкции. Внизу — график зависимости значений весовой функции от суммарной интенсивности подпортрета, цифрами обозначены соответствующие подпортреты. На вставке к графику — вид сбоку на первичный результат работы вычислительного ядра.

$$\sigma_{ex} = \sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_s^2 + \sigma_t^2 x^2}, \quad (3)$$

$$\sigma_{ex'} = \sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_s^2 + \sigma_t^2 x'^2}. \quad (4)$$

Для вычисления $\sigma_{ex'}$, значения σ_c и σ_s берутся в миллирадианах, потому что выбор размерностей

осей координат определяется матрицами поворота, которые использует SART-алгоритм, преобразующий одномерные проекции фазового портрета в двумерное изображение без какой-либо привязки к размерностям осей координат. В нашем случае матрицы поворота формируются из мат-

Управление томографом

Результаты томографии

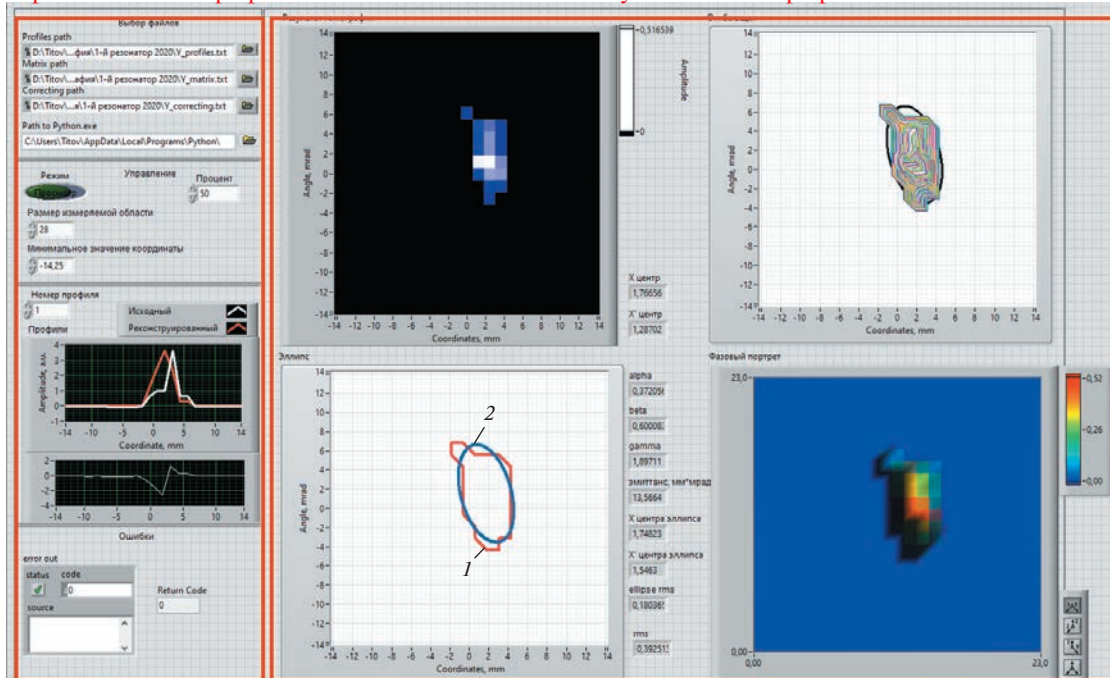


Рис. 7. Вкладка программы офлайн-томографии. В окне “Управление томографом” вводятся данные настройки томографа, здесь же график, где отображаются измеренный (белый) и восстановленный (красный) профили. В окне “Результаты томографии” на графиках слева: сверху — фазовый портрет, внизу — его огибающая (красная линия 1) и фазовый эллипс (синяя линия 2); в числовом формате представлены координаты фазового эллипса и параметры Твисса; на графиках справа: сверху — промежуточные расчеты огибающей портрета, внизу — интерактивная 3D-диаграмма распределения плотности пучка на фазовой плоскости.

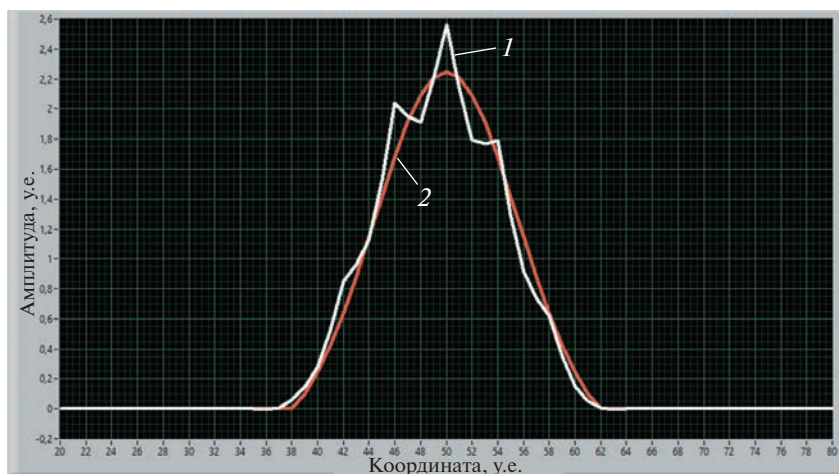


Рис. 8. Результат дискретного аффинного преобразования профиля (1) и аналитически преобразованный профиль пучка (2).

риц преобразования фазового объема, а следовательно, размерности осей координат — это миллиметры и миллирадианы.

Для расчета погрешностей эмиттанса и параметров Твисса требуется относительная погрешность измерения размера пучка. Радиус пучка

оценивается как $\sqrt{\epsilon\beta}$. Погрешности параметров Твисса (σ_α , σ_β , σ_γ) и эмиттанса (σ_ϵ) с учетом всех составляющих равны

$$\begin{aligned} \sigma_\epsilon &= \epsilon k, & \sigma_\alpha &= \alpha k, \\ \sigma_\beta &= \beta k, & \sigma_\gamma &= \gamma k, \end{aligned} \quad (5)$$

где k определяется формулой

$$k = \sqrt{\frac{\sigma_s^2}{\epsilon\beta} + \sigma_t^2}. \quad (6)$$

Численные значения погрешностей получены после замены σ_c и σ_s их значениями из табл. 1 и представлены в табл. 2–4.

Для проверки точности результатов томографии рассчитывается динамика пучка на основе восстановленных фазовых эллипсов, после чего полученные расчетные значения положения центра тяжести и радиуса пучка сравниваются с измеренными. В качестве единицы сравнения используется среднеквадратичная погрешность восстановленного значения. Если радиусы пучка, восстановленные на основе моделирования динамики, отличаются от измеренных значений более чем на одно стандартное отклонение, то фазовый портрет не рассматривается как эллиптический и не может быть использован для моделирования динамики пучка в TRACE-3D. Разность между измеренным и восстановленным профилями обозначается как v_e . В этих терминах этот критерий может быть сформулирован как $v_e \leq 1$.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ТОМОГРАФИИ

В настоящее время процедура томографии на линейном ускорителе ионов водорода ИЯИ РАН проходит различные тесты, которые можно разделить на две части. Первая часть — это тесты процедур управления и сбора данных, которые выполняются с помощью программы онлайн-томографии. Вторая часть — это тесты алгоритмов обработки данных, которые проводятся с использованием офлайн-томографии. В следующих подразделах представлены результаты, полученные во время двух последовательных сеансов работы ускорителя (сеанс 1 и сеанс 2), целью которых была оптимизация прохождения пучка вдоль всей машины. В промежутках между этими сеансами были изменены параметры магнитооптики ускорителя. Результаты представлены в порядке расположения профилометров вдоль ускорителя. На всех рисунках XX' — горизонтальная фазовая плоскость, YY' — вертикальная фазовая плоскость. Для каждого измерения был вычислен параметр v_e , который рассматривается как индикатор достоверности измерений. Обсуждение результатов представлено в следующем разделе.

5.1. Результаты МП

Данные многопроволочного профилометра были собраны в обоих сеансах. Энергия пучка составляла 20.45 МэВ для обоих сеансов, длительность импульса — 100 мкс. Порог отсечки профилей равен 1%. На рис. 10 показаны результаты то-

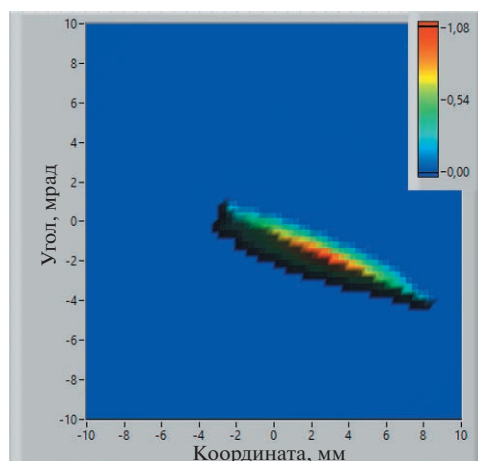


Рис. 9. Пример квазиэллиптического поперечного фазового портрета пучка.

мографии поперечного фазового портрета для обеих плоскостей на основе данных, полученных с помощью МП во время сеанса 1. На рис. 11 показаны такие же результаты, полученные с помощью МП во время сеанса 2. Значения параметров фазовых эллипсов для сеанса 2 представлены в табл. 2. В главе 6 будет показано, что результаты сеанса 1 являются некорректными, поэтому они не приведены в данной статье.

5.2. Результаты ПС

Данные проволочных сканеров были собраны во время сеанса 2. Энергия пучка составляла 158.56 МэВ для обоих сканеров, длительность импульса — 100 мкс. Порог отсечки профилей равен

Таблица 2. Результаты томографической реконструкции на основе данных с МП

Сеанс 2			
Плоскость XX'		Плоскость YY'	
Параметр	Значение	Параметр	Значение
x_e , мм	1.18 ± 0.67	y_e , мм	0.84 ± 0.65
x'_e , мрад	0.45 ± 0.64	y'_e , мрад	0.95 ± 0.66
α	-0.05 ± 0.01	α	0.93 ± 0.23
β , мм/мрад	0.58 ± 0.17	β , мм/мрад	0.83 ± 0.21
γ , мрад/мм	1.73 ± 0.49	γ , мрад/мм	2.24 ± 0.55
ϵ , мм · мрад	14.02 ± 4.00	ϵ , мм · мрад	19.21 ± 4.75
$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	2.48 ± 0.71	$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	3.40 ± 0.84
v_e	0.38	v_e	0.51

Таблица 3. Результаты томографической реконструкции на основе данных с ПС

ПС1				ПС2			
Плоскость XX'		Плоскость YY'		Плоскость XX'		Плоскость YY'	
Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение
x_e , мм	-1.75 ± 0.37	y_e , мм	2.23 ± 0.46	x_e , мм	-0.30 ± 0.13	y_e , мм	0.16 ± 0.12
x'_e , мрад	1.19 ± 0.27	y'_e , мрад	-1.64 ± 0.35	x'_e , мрад	0.03 ± 0.12	y'_e , мрад	0.00 ± 0.12
α	0.02 ± 0.01	α	1.72 ± 0.34	α	-0.03 ± 0.01	α	2.22 ± 0.44
β , мм/мрад	1.47 ± 0.30	β , мм/мрад	4.61 ± 0.92	β , мм/мрад	1.53 ± 0.31	β , мм/мрад	5.40 ± 1.08
γ , мрад/мм	0.38 ± 0.08	γ , мрад/мм	0.86 ± 0.17	γ , мрад/мм	0.65 ± 0.13	γ , мрад/мм	1.09 ± 0.22
ϵ , мм · мрад	4.50 ± 0.91	ϵ , мм · мрад	5.20 ± 1.04	ϵ , мм · мрад	4.81 ± 0.97	ϵ , мм · мрад	6.72 ± 1.35
$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	2.43 ± 0.49	$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	2.81 ± 0.56	$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	2.60 ± 0.52	$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	3.63 ± 0.73
v_e	0.86	v_e	0.11	v_e	0.28	v_e	0.47

Таблица 4. Результаты томографии на основе данных с ИМПС

Импульс длительностью 32 мкс				Импульс длительностью 100 мкс			
Плоскость XX'		Плоскость YY'		Плоскость XX'		Плоскость YY'	
Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение
x_e , мм	-2.92 ± 0.69	y_e , мм	-1.04 ± 0.42	x_e , мм	-1.98 ± 0.54	y_e , мм	-0.60 ± 0.38
x'_e , мрад	1.92 ± 0.53	y'_e , мрад	-0.01 ± 0.36	x'_e , мрад	1.30 ± 0.36	y'_e , мрад	0.55 ± 0.38
α	-0.46 ± 0.10	α	0.54 ± 0.11	α	0.03 ± 0.01	α	0.84 ± 0.17
β , мм/мрад	4.26 ± 0.92	β , мм/мрад	5.48 ± 1.14	β , мм/мрад	4.49 ± 0.96	β , мм/мрад	5.13 ± 1.06
γ , мрад/мм	0.28 ± 0.06	γ , мрад/мм	0.24 ± 0.05	γ , мрад/мм	0.22 ± 0.05	γ , мрад/мм	0.33 ± 0.07
ϵ , мм · мрад	3.03 ± 0.66	ϵ , мм · мрад	4.54 ± 0.95	ϵ , мм · мрад	3.42 ± 0.73	ϵ , мм · мрад	5.90 ± 1.22
$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	2.14 ± 0.46	$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	3.20 ± 0.67	$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	2.41 ± 0.52	$\epsilon_{\text{норм}}$, мм · мрад	4.16 ± 0.86
	0.93		1.23		0.84		1.37

3%. На рис. 12 показаны результаты томографии поперечного фазового портрета для обеих плоскостей на основе данных, полученных с помощью первого проволоочного сканера (ПС1, см. рис. 2). На рис. 13 показаны такие же результаты, полученные с помощью второго проволоочного сканера (ПС2). Значения параметров фазовых эллипсов для обоих профилометров представлены в табл. 3.

5.3. Результаты ИМПС

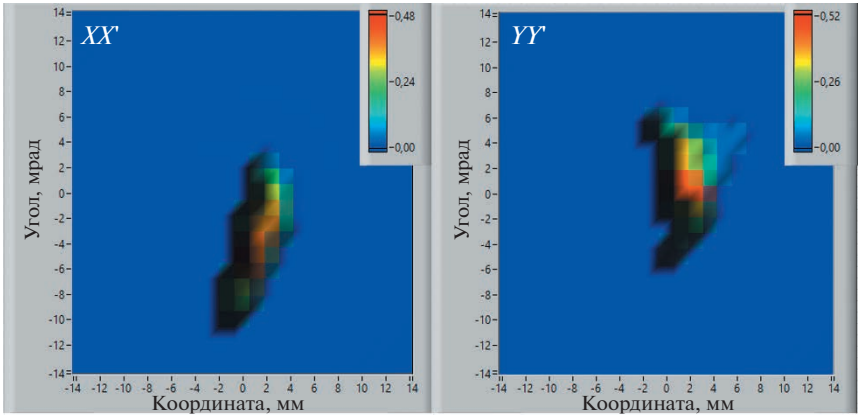
Данные ионизационного монитора были собраны дважды во время сеанса 2, с разной длительностью импульса пучка (32 и 100 мкс). Энергия пучка составила 209.87 МэВ для обоих изме-

рений. Порог отсечки профилей равен 1% при длительности пучка 32 мкс и 5% при длительности 100 мкс. На рис. 14 и 15 показаны результаты томографии поперечного фазового портрета для обеих плоскостей на основе данных, полученных с помощью ИМПС, с длительностью импульса 32 и 100 мкс соответственно. Значения параметров фазовых эллипсов для обоих профилометров представлены в табл. 4.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для дальнейшего обсуждения, анализа и сравнения результатов томографической реконструкции фазового портрета используются данные из

Фазовые портреты



Фазовые эллипсы

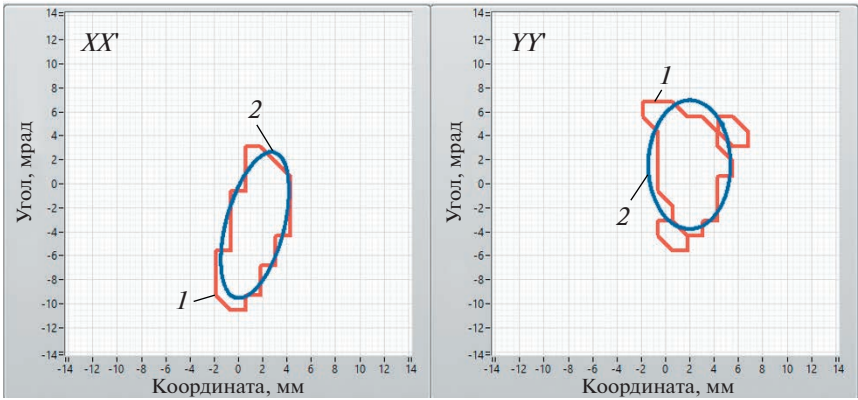


Рис. 10. Вверху — фазовые портреты, внизу — их огибающие (1) и фазовые эллипсы (2), реконструированные на основе данных МП, полученных в сеансе 1.

табл. 2–4 в качестве исходных параметров для моделирования динамики пучка.

6.1. Ограничения на диапазон изменения угла поворота

В табл. 5 представлены разности между томографически реконструированными и измеренными параметрами пучка, полученные с использованием данных многопроволочного профилометра, в единицах стандартных отклонений результатов метода томографической реконструкции. На основе данных МП на рис. 16 и 17 представлены результаты моделирования динамики положения центра тяжести и радиуса пучка соответственно.

Из-за нестабильности пучка во время сеанса 1 не все измеренные профили были использованы для восстановления фазового портрета. Таким образом, угол поворота фазового портрета, полученный из матриц преобразования, для данных сеанса 1 по обеим плоскостям менялся в диапазо-

не около 20°, в то время как для результатов сеанса 2 — в диапазоне около 120°.

Все оценки погрешностей томографического алгоритма были сделаны в предположении изменения углов поворота на 180° при проведении измерений. На рис. 18 показано, что значение погрешности SART остается на уровне примерно 11%, если диапазон углов превышает 100° (угол α , превышающий 180°, считается углом $\alpha-180^\circ$ из-

Таблица 5. Разность между измеренными и томографически реконструированными параметрами пучка, измеренная в стандартных отклонениях томографического метода на основе данных с МП

Параметр, стандартные отклонения	Сеанс 2	
	По оси x	По оси y
Разница положений	0.56	0.85
Разница радиусов пучка	0.38	0.51

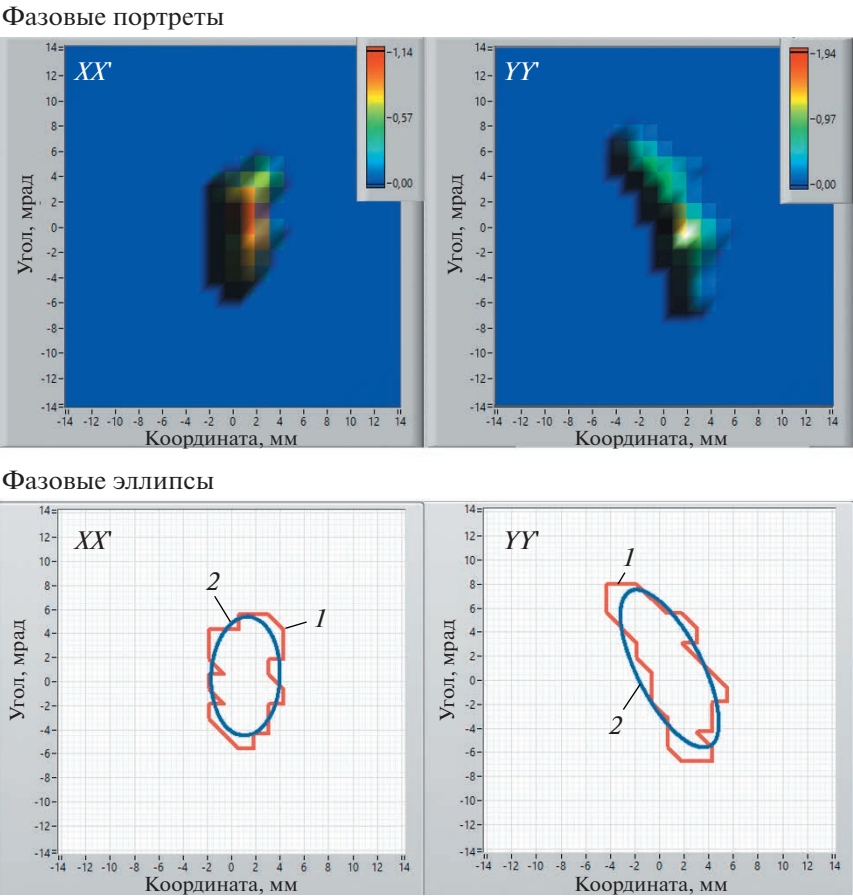


Рис. 11. Вверху – фазовые портреты, внизу – их огибающие (1) и фазовые эллипсы (2), реконструированные на основе данных МП, полученных в сеансе 2.

за особенностей SART). В случае диапазона в 20° погрешность SART увеличивается почти в два раза. Это накладывает ограничения на исходные данные, поскольку необходимо помнить о необходимости иметь большой диапазон угла поворота.

Таким образом, результаты измерений в сеансе 1 были признаны некорректными, и во время сеанса 2 все измерения проводились с диапазоном углов не менее 100°.

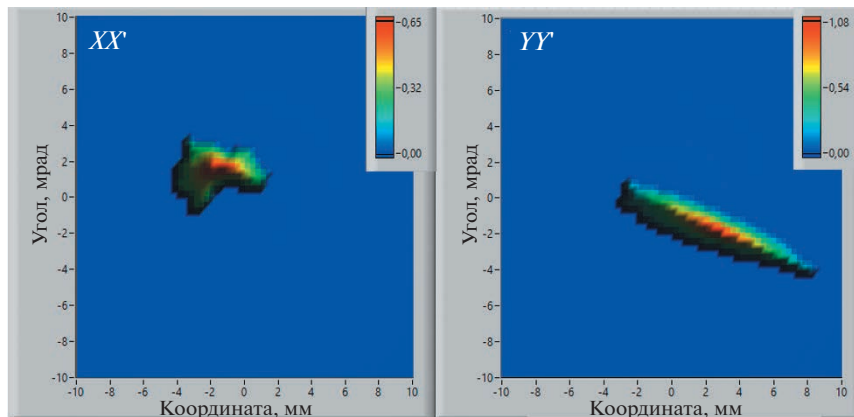
Таблица 6. Разность между измеренными и восстановленными параметрами пучка для томографии и метода поперечных профилей, измеренная в стандартных отклонениях соответствующего метода на основе данных ПС1

Параметр, стандартные отклонения	Томография		МПП	
	По оси x	По оси y	По оси x	По оси y
Разница положений	0.39	0.20	2.12	2.42
Разница радиусов пучка	0.86	0.11	0.15	0.36

6.2. Сравнение с методом поперечных профилей

На основе данных ПС1 на рис. 19 и 20 показана динамика положения центра тяжести и радиуса пучка вдоль ионопровода для метода томографической реконструкции и метода поперечных профилей соответственно. Разность между измеренными и восстановленными значениями параметров пучка, выраженная в стандартных отклонениях результатов методов, представлена в табл. 6 для обоих методов. Погрешности измерений томографического метода приведены в табл. 2–4, погрешности МПП сравнимы с томографическими по величине. Все разности между измеренными и восстановленными радиусами пучка для обоих методов состав-

Фазовые портреты



Фазовые эллипсы

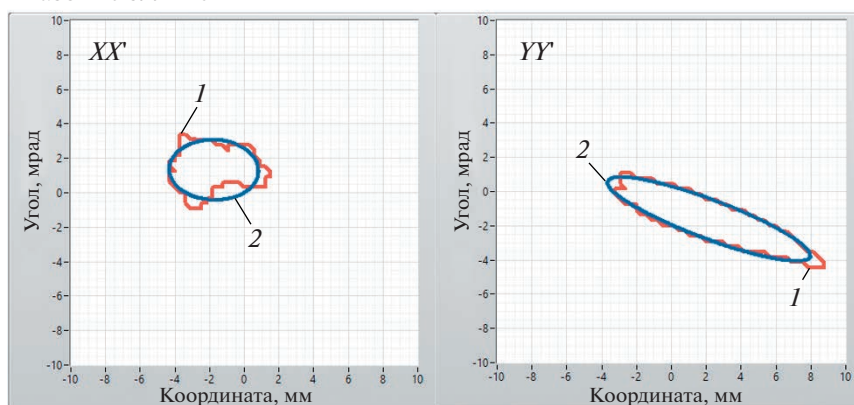


Рис. 12. Вверху — фазовые портреты, внизу — их огибающие (1) и фазовые эллипсы (2), реконструированные на основе данных с ПС1.

ляют менее одного стандартного отклонения, однако в случае восстановления положения центра тяжести пучка томографический метод показывает на порядок лучшую точность, чем метод поперечных профилей.

Различие в результатах реконструкции двух методов, основанных на одних и тех же данных, объясняется тем, как методы обрабатывают полученные данные. Томографическая реконструкция использует всю информацию, предоставляемую профилометром, и не накладывает никаких ограничений на параметры фазового портрета. Метод поперечных профилей использует только информацию о положении центра тяжести и численное значение среднеквадратичного размера пучка.

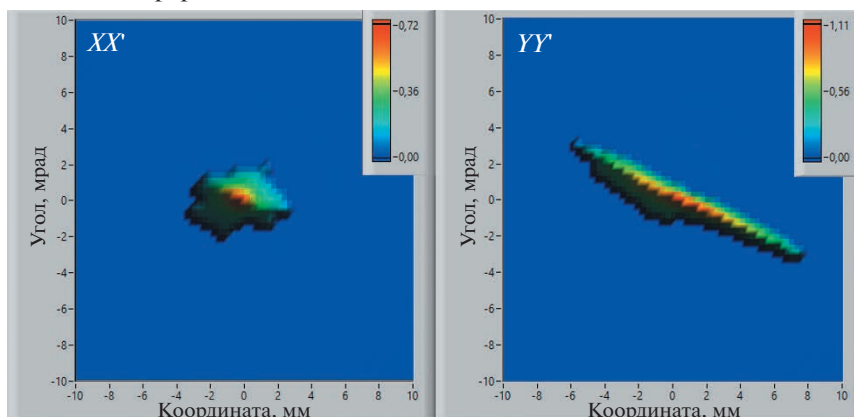
6.3. Рост нормализованного эмиттанса

Значения нормализованного эмиттанса, рассчитанные на основе реконструированных фазо-

вых портретов в разных точках ускорителя, а также импульсный ток пучка, измеренный вблизи тех же точек, представлены на рис. 21. Расчет эмиттанса по фазовым портретам был проведен с помощью встроенного алгоритма LabVIEW для вычисления площадей фигур сложной формы, потому что, согласно принятой интерпретации результатов томографии, не каждый фазовый портрет можно рассматривать как эллиптический.

Сначала значения нормализованного эмиттанса фазовых портретов уменьшаются вместе со значениями импульсного тока пучка, но со второго проволочного сканера нормализованный эмиттанс для $Y'Y'$ -плоскости начинает расти, в то время как импульсный ток продолжает уменьшаться. Однако при измерениях с длительностью импульса 32 мкс на ИМПС нет увеличения эмиттанса при тех же значениях импульсного тока, что и для пучка с длительностью 100 мкс. Для $X'X'$ -плоскости значения нормализованного эмиттанса стабильны.

Фазовые портреты



Фазовые эллипсы

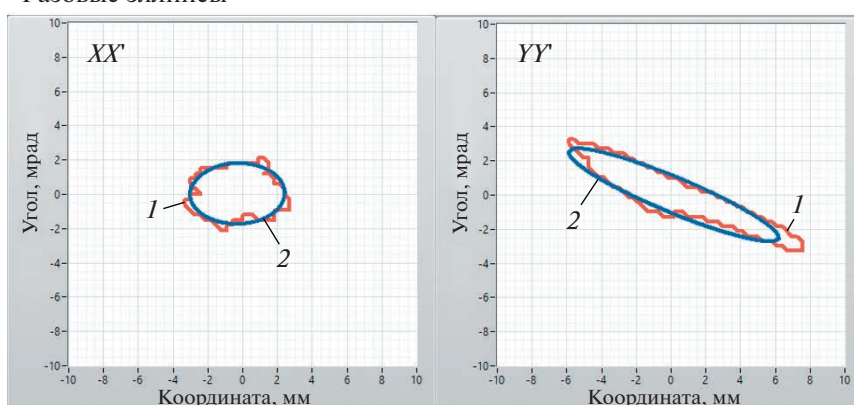


Рис. 13. Вверху – фазовые портреты, внизу – их огибающие (1) и фазовые эллипсы (2), реконструированные на основе данных с ПС2.

Учитывая значения погрешностей измерений, можно предположить, что эти расхождения связаны с неточностями метода томографической реконструкции. Однако существует и другая интерпретация этих результатов, которая объясняет динамику нормализованного эмиттанта и разницу между измерениями ИМПС при разных длительностях импульса тока пучка.

Причиной мог быть сбой в системе компенсации ВЧ-мощности ускоряющих резонаторов при нагрузке током пучка, что привело к существенному увеличению разброса частиц по импульсам в ускоряемых сгустках пучка длительностью 100 мкс. После ПС1 положение пучка вдоль ускорителя корректируется преимущественно в вертикальной плоскости с помощью дипольных магнитных корректоров, что приводит к пространственному разделению энергетического спектра пучка и, как следствие, к неэллиптическим формам фазового портрета. При измерении пучка с длительностью импульса 32 мкс увеличения

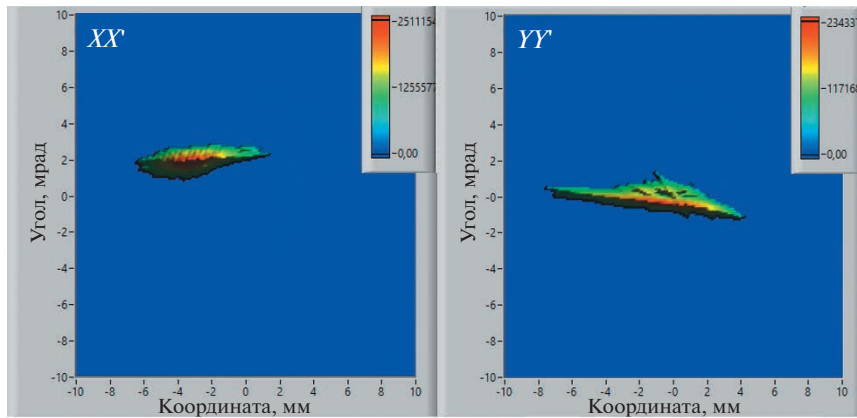
эмиттанта не происходит из-за равномерного ускорения частиц в сгустке с сохранением величины разброса по импульсам.

Описанные наблюдения показывают, что томографическая реконструкция не только является полезным инструментом для измерения поперечных параметров пучка, но также может быть использована в качестве индикатора неправильной продольной настройки резонансного ускорителя.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Томография поперечного фазового портрета пучка, основанная на быстром SART-алгоритме, реализована на сильноточном линейном ускорителе ионов водорода ИЯИ РАН для пучков средних и промежуточных энергий в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сотен мегаэлектронвольт. Несмотря на то что данный алгоритм томографии редко используется на ускорителях

Фазовые портреты



Фазовые эллипсы

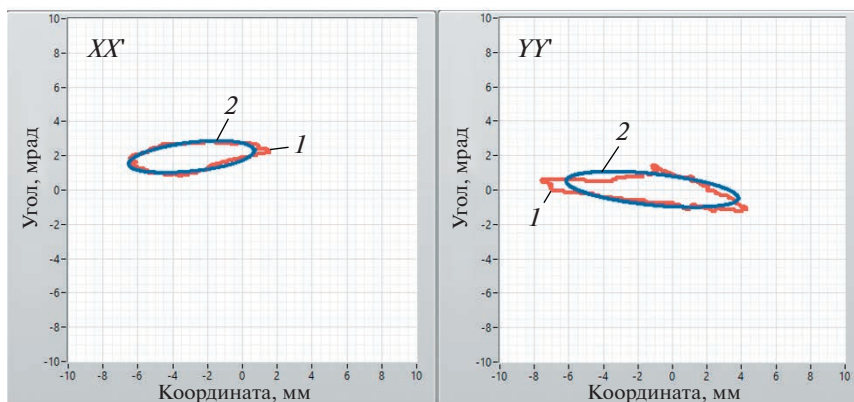


Рис. 14. Вверху — фазовые портреты, внизу — их огибающие (1) и фазовые эллипсы (2), реконструированные на основе данных ИМПС (длительность пучка 32 мкс).

заряженных частиц, полученные результаты показывают, что разработанная процедура диагностики нечувствительна к типу профилометра, а созданное программное обеспечение может работать с любыми матрицами преобразования.

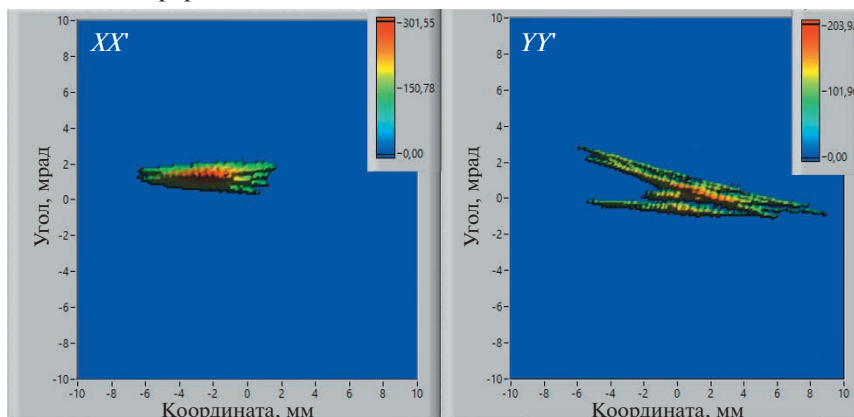
Быстрые онлайн-измерения поперечных фазовых портретов пучка могут быть выполнены с использованием каких-либо неразрушающих измерителей, как, например, ионизационный монитор поперечного сечения в случае ускорителя ИЯИ РАН, в то время как офлайн-процедура позволяет обрабатывать информацию из базы данных, полученную со всех остальных установленных профилометров, включая результаты предыдущих сеансов работы ускорителя, и обеспечивает более тщательную обработку данных для восстановления внутренней структуры поперечного фазового портрета пучка.

Сравнение томографического метода и метода поперечных профилей показало, что форма фазового портрета пучка может значительно отличаться от эллиптической, особенно во время про-

цедур настройки пучка. Это означает, что фазовые эллипсы, восстановленные с помощью метода поперечных профилей, должны быть каким-то образом верифицированы перед моделированием динамики пучка на основе полученных параметров Твисса в стандартных программах, использующих матричные методы трассировки пучка. В этом случае альтернативный томографический метод с внутренней процедурой проверки результатов более предпочтителен для восстановления фазового портрета и получения достоверных огибающих пучка.

Реализованный метод не требует установки дополнительного оборудования на ионопровод ускорителя и использует только существующие элементы магнитооптики и профилометры, при этом основная сложность практической реализации заключается в интеграции вычислительного ядра в автоматизированную систему управления ускорителем.

Фазовые портреты



Фазовые эллипсы

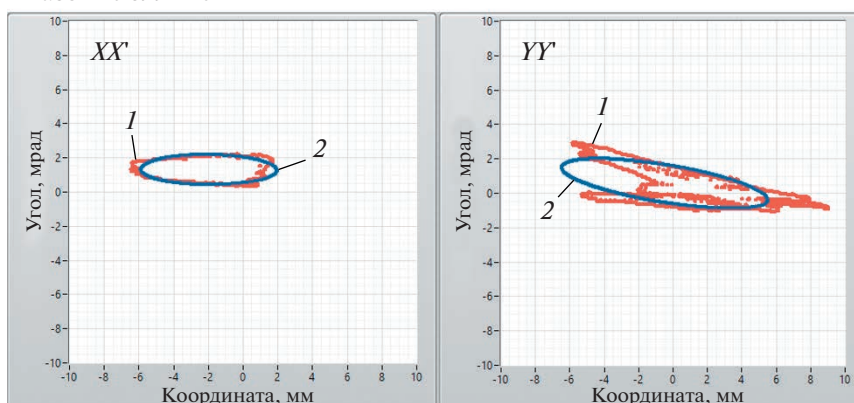


Рис. 15. Вверху – фазовые портреты, внизу – их огибающие (1) и фазовые эллипсы (2), реконструированные на основе данных ИМПС (длительность пучка 100 мкс).

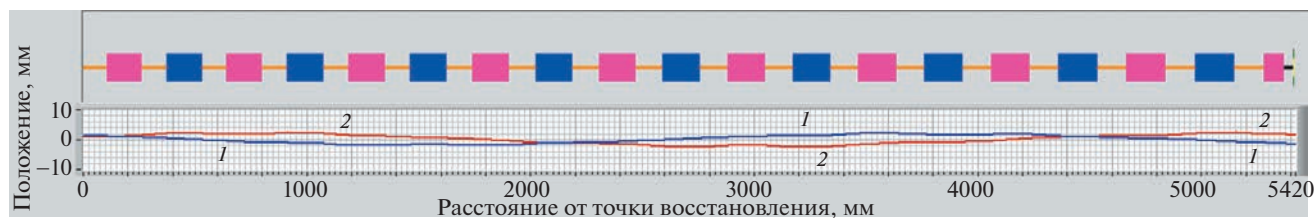


Рис. 16. Схема расположения элементов магнитооптики первого резонатора с трубками дрейфа (вверху) и расчетная динамика положения центра тяжести пучка. На схеме прямоугольники – квадрупольные линзы, оранжевые линии – ускоряющие промежутки, черные линии – промежутки дрейфа. На графиках: 1 – динамика по оси X , 2 – по оси Y .

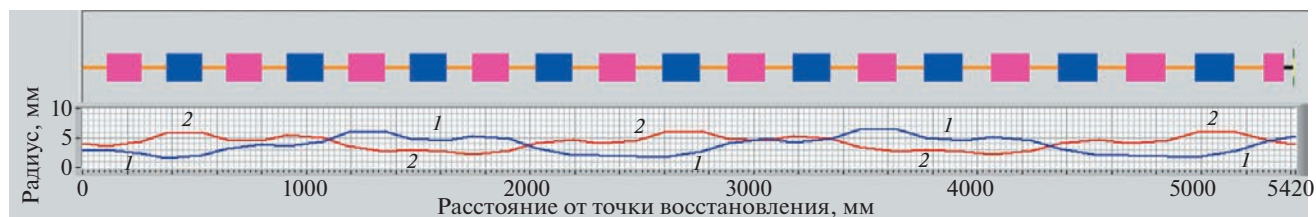


Рис. 17. Схема расположения элементов магнитооптики первого резонатора с трубками дрейфа (вверху) и расчетная динамика радиуса пучка. На схеме прямоугольники – квадрупольные линзы, оранжевые линии – ускоряющие промежутки, черные линии – промежутки дрейфа. На графиках: 1 – динамика по оси X , 2 – по оси Y .

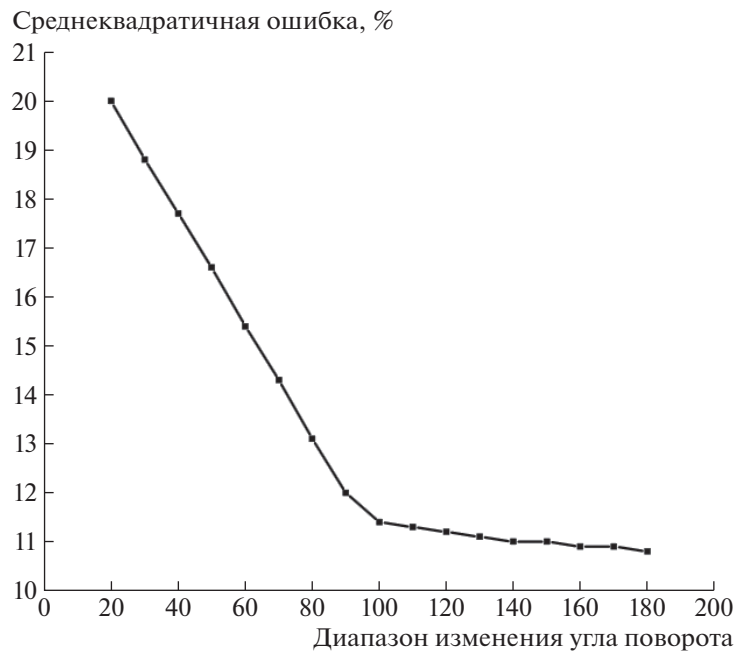


Рис. 18. Среднеквадратичная ошибка SART в зависимости от диапазона изменения угла поворота.

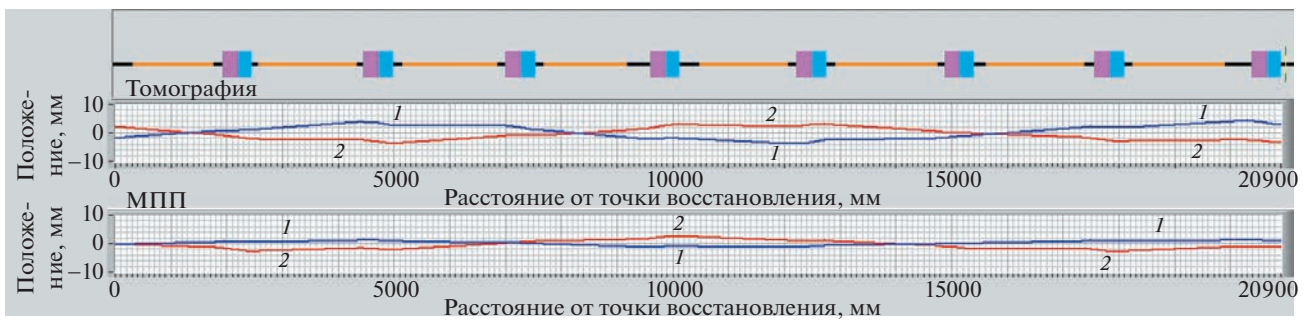


Рис. 19. Схема расположения элементов магнитооптики около согласующего резонатора и динамика положения пучка вдоль расчетного канала. На схеме прямоугольники — квадрупольные линзы, оранжевые линии — ускоряющие промежутки, черные линии — промежутки дрейфа. На графиках: 1 — динамика по оси X, 2 — по оси Y — по данным метода томографической реконструкции.

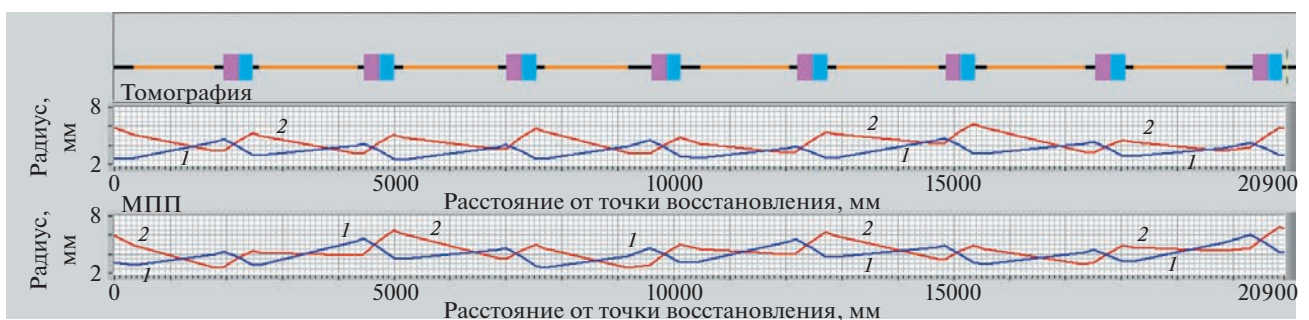


Рис. 20. Схема расположения элементов магнитооптики около согласующего резонатора и динамика радиуса пучка вдоль смоделированного канала. На схеме прямоугольники — квадрупольные линзы, оранжевые линии — ускоряющие промежутки, черные линии — промежутки дрейфа. На графиках: 1 — динамика по оси X, 2 — по оси Y — по данным метода поперечных профилей.

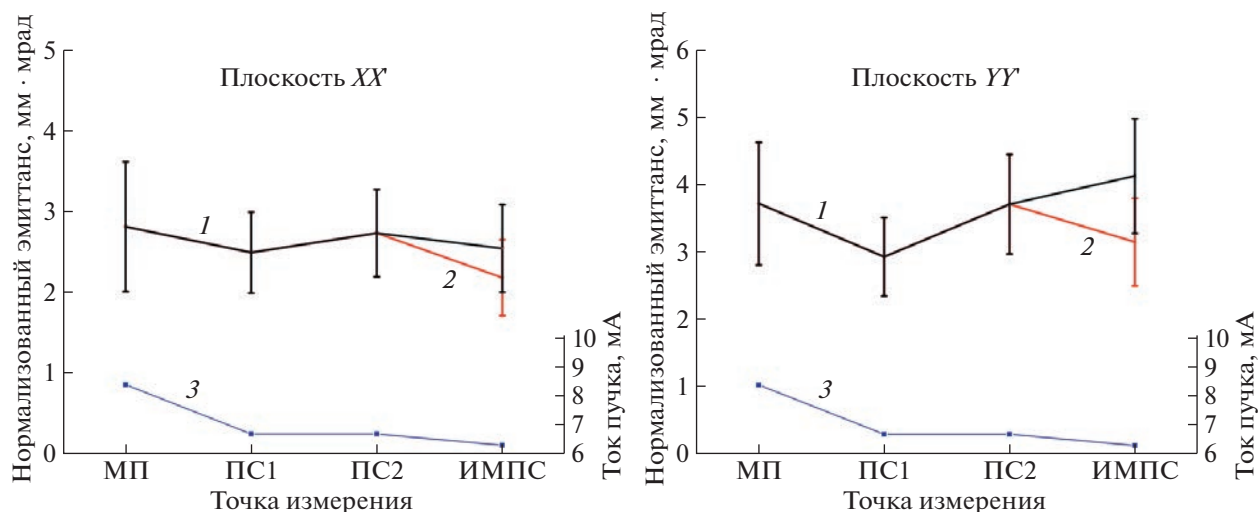


Рис. 21. Значения нормализованного эмиттанса для реконструированных фазовых портретов (черная 1 и красная 2 линии) и тока пучка (синяя линия 3) в зависимости от места измерения. 1 (черная линия) — для импульсов длительностью пучка 100 мкс, 2 (красная линия) — с длительностью пучка 32 мкс.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fork P.* Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics. Germany, Darmstadt: Joint University Accelerator School, January – March, 2006. P. 71–74.
2. *Wiedemann H.* Particle Accelerator Physics. Fourth Edition. Springer, 2015. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-18317-6>
3. *Fraser J.S.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1979. NS-26. P. 1641. <https://doi.org/10.1109/TNS.1979.4330456>
4. *McKee C.B., O'Shea P.G., Madey J.M.J.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. Sect. A. 1995. V. 358. Iss. 1–3. P. 264. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)01411-6](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)01411-6)
5. *Asova G., Grabosch H.J., Groß M., Hakobyan L., Isaev I.V., Ivanisenko Y., Khojoyan M., Klemz G., Krasilnikov M., Mahgoub M., Malyutin D.A., Oppelt A., Otevel M., Petrosyan B. et al.* // FEL 2011 – 33rd International Free Electron Laser Conference. 2011. P. 543.
6. *Reggiani D., Seidel M., Allen C.K.* // Proc. of IPAC'10. 2010. <https://accelconf.web.cern.ch/IPAC10/papers/mope065.pdf>
7. *Gavrilov S., Feschenko A., Reinhardt-Nickoulin P., Vasilyev I.* // JINST. 2014. V. 9. P01011. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/01/P01011>
8. *Malyutin D., Gross M., Isaev I., Khojoyan M., Kourkafas G., Krasilnikov M., Marchetti B., Otevel M., Stephan F., Vashchenko G.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. Sect. A. 2017. V. 871. P. 105. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.07.043>
9. *Lallement J.B., Bellodi G., Dimov V.A., Lombardi A.M., Yarmohammadi Satri M.* // Proc. of LINAC2014. 2014. P. 913.
10. *Tan J.* // Proc. of ARIES. 2021. <https://agenda.ciemat.es/event/1229/contributions/2276/>
11. *Cathey B., Cousineau S., Aleksandrov A., Zhukov A.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 064804. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.064804>
12. *Georgiev G.Z., Krasilnikov M.* // Proc. of IBIC2019. 2019. (Malmö, Sweden, 08–12 September 2019) P. 586. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IBIC2019-WEPP029>
13. *Hock K.M., Wolski A.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. Sect. A. 2013. V. 726. P. 8. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.05.004>
14. *Crandall K.R.* “TRACE 3-D Documentation”. Los Alamos National Laboratory, 1987. LA–11054-MS.
15. *Reinhardt-Nickoulin P., Bragin S., Mirzajan A., Vasilyev I., Volodkevich O., Feschenko A., Gavrilov S.* // Proc. of RuPAC'12. 2012. P. 668.
16. <https://www.ni.com/en-us/support/model.pci-6259.html>
17. <https://www.baslerweb.com/en/products/cameras/area-scan-cameras/ace/aca780-75gm/#>
18. <https://www.ni.com/en-us/shop/labview.html>
19. *Andersen A.H., Kak A.C.* // Ultrasonic Imaging. 1984. V. 6. Iss. 1. P. 81. [https://doi.org/10.1016/0161-7346\(84\)90008-7](https://doi.org/10.1016/0161-7346(84)90008-7)
20. *Jiang M., Wang G.* // IEEE Transactions on Image Processing. 2003. V. 12. Iss. 8. P. 957. <https://doi.org/10.1109/TIP.2003.815295>
21. *Van der Walt S., Schönberger J.L., Nunez-Iglesias J., Boulogne F., Warner J.D., Yager N., Gouillart E., Yu T.* // PeerJ. 2014. 2: e453. <https://doi.org/10.7717/peerj.453>
22. *Titov A.I., Gavrilov S.A.* // Proc. Of RuPAC18. 2019. P. 489.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.082.79

СООТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ МОДУЛЯ КРЕМНИЕВОЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ВМ@N

© 2023 г. Д. В. Дементьев^{а,*}, М. О. Шитенков^а, В. В. Леонтьев^{а,б},
Н. В. Сухов^а, А. Д. Шереметьев^а, Ю. А. Мурин^а

^аОбъединенный институт ядерных исследований, Лаборатория физики высоких энергий
им. В.И. Векслера и А.М. Балдина

Россия, 141980, Дубна Московской обл. ул. Жолио-Кюри, 6

^бНИИ ядерной физики им. Д.В. Скобелына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр. 2

*e-mail: dementiev@jinr.ru

Поступила в редакцию 11.06.2022 г.

После доработки 22.06.2022 г.

Принята к публикации 22.08.2022 г.

Модуль с двусторонним микростриповым кремниевым сенсором является базовым элементом кремниевой трековой системы (КТС) эксперимента ВМ@N. Основным параметром для трековой системы физического эксперимента в области физики высоких энергий является соотношение сигнал/шум, которое определяется комплексным влиянием параметров детектора и считывающей электроники. В статье представлена аналитическая модель различных источников шума, а также рассматриваются параметры, определяющие эффективность сбора заряда с детектора. Приведены результаты измерений шума для различных конфигураций модуля, различающихся размером сенсора и длиной сигнального кабеля, соединяющего стрипы сенсора с входными цепями считывающей электроники. Приводятся результаты измерений сигнала от β -источника ^{106}Ru . Показано, что соотношение сигнал/шум для модулей КТС составляет не ниже 18.

DOI: 10.31857/S0032816223010111, EDN: JSRETI

ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент ведется модернизация детекторных систем эксперимента “Барионная материя на Нуклотроне” (ВМ@N), предназначенного для изучения свойств ядерной материи с плотностью до $4\rho_0$ в столкновениях тяжелых ионов на выведенном пучке Нуклотрона [1]. Модернизированная установка ВМ@N представляет собой эксперимент на фиксированной мишени, центральной частью установки будет широкоапертурная гибридная трековая система, расположенная внутри спектрометрического магнита СП-41. Трековая система будет включать в себя две подсистемы: семь плоскостей детекторов на основе газовых электронных умножителей (ГЭУ) [2] и расположенные перед ними четыре станции кремниевой трековой системы (КТС) [3]. КТС при этом является одной из самых сложных систем установки и включает в себя более чем 600 тыс. каналов, обеспечивающих треки вторичных частиц с пространственным разрешением до 25 мкм.

Базовым элементом КТС является модуль с двусторонним микростриповым кремниевым сенсором. Конструкция модуля разработана в

рамках сотрудничества с проектом CBM@FAIR [4] и состоит из уникальных компонентов. Главной особенностью конструкции модуля является использование сверхлегких алюминиевых кабелей на полиамидной основе для соединения сенсора со считывающей электроникой. Это позволяет расположить считывающую электронику детектора на периферии станций, минимизировав тем самым количество вещества в области детектора с наибольшей плотностью треков. Четыре станции КТС будут состоять из 292-х модулей различных типов. В зависимости от положения в станции каждый модуль состоит из сенсора определенного типоразмера, набора кабелей заданной длины и двух плат со считывающей электроникой для чтения сигналов с обеих сторон сенсора. Внешний вид модуля КТС показан на рис. 1. Конструкция и разработанная методика сборки модуля подробно описаны в [5].

Сенсоры КТС эксперимента ВМ@N имеют специально разработанную топологию и были изготовлены двумя производителями: НРС (Япония) и SiS (Германия). Для модулей, расположенных по краям станций, используются сенсоры размером 62×62 мм, центральные модули



Рис. 1. Фотография собранного модуля КТС эксперимента BM@N.

имеют сенсоры размером 42×62 мм. При изготовлении прототипов модулей для отладки технологии сборки также применялись сенсоры размером 22×62 мм. Независимо от размера, сенсор имеет 1024 стрипа на обеих сторонах, ширина стрипа составляет 58 мкм. При этом на N-стороне сенсора стрипы прямые и сонаправлены магнитному полю. Стрипы на P-стороне направлены под углом 7.5° по отношению к стрипам на N-стороне. Таким образом, поверхность каждого сенсора представляет собой сеть “пикселей” размером $\Delta x = 58$ мкм и $\Delta y = 58 \text{ мкм} / \tan(7.5^\circ) = 440.6$ мкм. Для соединения коротких стрипов, находящихся в противоположных углах сенсора, используется второй слой металлизации. Это позволяет расположить контактные площадки для чтения всех стрипов вдоль одной стороны сенсора. Важной особенностью сенсоров КТС является интегрирование в каждый стрип сопротивления смещения и разделительной емкости, обеспечивающей связь по переменному току между имплантом и металлизацией стрипа для считывания сигнала. Толщина сенсоров составляет 285 ± 15 мкм для сенсоров CiS и 320 ± 15 мкм для сенсоров HPC.

Для чтения сигналов с сенсора используется быстрая считывающая электроника на основе специализированной интегральной микросхемы (СИМС) STS-XYTER [6, 7]. Ключевой особенностью микросхемы является архитектура, построенная на системе потоковой обработки сигнала, без использования внешнего триггера. Микросхема имеет 128 каналов, для формирования отметки амплитуды используется 5-разрядный АЦП с регулируемым динамическим диапазоном, а для формирования отметки времени — быстрый дискриминатор. Дискретность временной отметки равна половине периода несущей частоты и в случае BM@N составляет 12.5 нс. Максимальная пропускная способность микро-

схемы 50 млн сигналов/с. Этот параметр также зависит от несущей частоты, используемой в эксперименте, и, помимо этого, определяется количеством используемых линий передачи сигнала для конкретной СИМС. При этом максимальная частота входного сигнала для отдельного канала составляет 500 кГц. STS-XYTER может работать с сигналами обеих полярностей. Для этого используется дополнительный инвертор сигнала на выходе с зарядово-чувствительным усилителем (ЗЧУ) при работе с зарядами отрицательной полярности.

Для чтения 1024 стрипов на каждой из сторон сенсора используются восемь СИМС STS-XYTER в бескорпусном исполнении, установленных на специализированных платах FEB. Применение бескорпусных микросхем определяется высокой плотностью считывающих каналов и ограниченным местом для размещения считывающей электроники.

Для передачи сигналов со стрипов детектора на считывающие каналы СИМС используется набор из 32-х сигнальных кабелей с алюминиевыми проводниками. Так как расстояние между проводниками на плоском сигнальном кабеле не может быть меньше 100 мкм, для считывания последовательности стрипов сенсора используется стопка из двух кабелей со взаимным смещением 50 мкм. Контактные площадки для крепления кабеля на сенсоре и микросхемах располагаются в шахматном порядке, в два ряда. Наиболее важным параметром кабеля, влияющим на соотношение сигнал/шум, является его емкость, которая не превышает 0.5 пФ/см [8].

В данной работе рассматривается влияние различных параметров модуля кремниевой трековой системы BM@N на соотношение сигнал/шум, которое является основным для трековой системы.

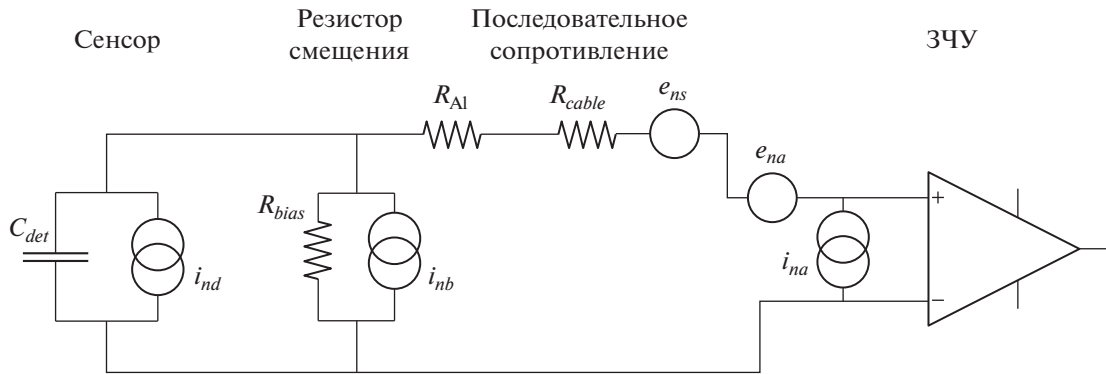


Рис. 2. Эквивалентная схема источников шума детектора. ЗЧУ – зарядово-чувствительный усилитель.

ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ ШУМОВОЙ ЗАРЯД МОДУЛЯ КТС ВМ@N

В электрических цепях источники шума могут моделироваться в виде либо источников тока, либо источников напряжения. Так, например, ток утечки детектора I_d создает шум за счет флуктуаций электронной эмиссии. Такой шум является пуассоновским, и его спектральная плотность не зависит от частоты в диапазоне полосы пропускания аналогового тракта считывающей электроники. Источник такого шума может быть обозначен на эквивалентной схеме (рис. 2) в виде источника тока, параллельного детектору. Электрическое сопротивление в схеме также является источником шума за счет создаваемых флуктуаций тепловых скоростей носителей заряда. Тепловой шум также имеет равномерный “белый” спектр. При этом сопротивление, шунтирующее вход ЗЧУ (например, R_{bias} детектора), работает в качестве источника шумового тока. Сопротивление, подключенное последовательно, является источником шумового напряжения. Таким источником шумового напряжения является, например, сопротивление кабеля R_{cable} или сопротивление металлизации стрипа R_{Al} . Эквивалентная схема источников шума модуля показана на рис. 2.

Дополнительным источником шума являются процессы захвата и освобождения носителей заряда в резисторах, диэлектриках и полупроводниках. Флуктуации данных процессов создают шум, мощность которого имеет спектр фликкер-шума ($1/f$ -шум) [9].

Спектральная плотность токового шума является константой и имеет амплитуду

$$i_n^2 = 2eI_d + \frac{4kT}{R_{bias}} + i_{na}^2.$$

Амплитуда шума напряжения описывается формулой

$$e_n^2 = 4kT(R_{Al} + R_{cable}) + e_{na}^2.$$

Собственный шум тракта СИМС при этом определяется сопротивлением обратной связи ЗЧУ и входным сопротивлением тракта:

$$i_{na}^2 = \frac{4kT}{R_{a_int}}; \quad e_{na}^2 = 4kTR_{a_fb}.$$

Для расчета эквивалентного шумового заряда на выходе усилителя-формирователя необходимо проинтегрировать шум по всему динамическому диапазону усилителя-формирователя. Итоговое выражение имеет вид [9]:

$$ENC^2 = \underbrace{i_n^2 F_i T_s}_{\text{шумовой ток}} + \underbrace{e_n^2 F_v \frac{C_{sum}^2}{T_s}}_{\text{шумовое напряжение}} + \underbrace{F_v f A_f C_{sum}^2}_{1/f\text{-шум}}.$$

Вклад шума напряжения и фликкер-шума зависит от суммарной емкости на входе ЗЧУ:

$$C_{sum} = C_{det} + C_{cab},$$

где C_{det} – емкость стрипа детектора, а C_{cab} – емкость сигнальной линии кабеля.

Коэффициенты F_i , F_v и F_{vf} определяются типом усилителя-формирователя, используемого в каналах СИМС. Для усилителя-формирователя типа $CR-(RC)^2$, который применяется в медленном канале STS-XYTER, данные коэффициенты составляют: $F_i = 0.64$, $F_v = 0.85$ и $F_{vf} = 3.41$ [10]. Типичные значения параметров модуля, используемые в расчетах приведены в табл. 1. Уровень фликкер-шума рассчитывался исходя из результатов измерений, выполненных на микросхеме без подключенного сигнального кабеля, путем экстраполяции измеренных значений с учетом емкости на входе ЗЧУ. На рис. 3 приведены результаты расчетов уровня шума в медленном канале STS-XYTER от времени формирования усилителя-формирователя. Для сравнения показаны результаты для двух различных конфигураций модуля: с минимальной и максимальной длиной

Таблица 1. Параметры модуля КТС

Параметр модуля	Значение
Сопротивление металлизации стрипа R_{Al} , Ом/см	10.5
Сопротивление сигнального кабеля R_{cab} , Ом/см	0.6
Сопротивление обратной связи ЗЧУ R_{a-fb} , МОм	20
Сопротивление смещения сенсора R_{bias} , МОм	1.5
Емкость сигнального кабеля C_{cab} , пФ/см	0.4
Емкость стрипа сенсора C_{str} , пФ/см	1.5

сигнального кабеля и стрипа сенсора. Для модуля с малой емкостью на входе ЗЧУ разного типа шум вносят примерно одинаковый вклад в общий шум при минимальном времени формирования усилителя-формирователя. Для модуля с высокой входной емкостью основным источником шума является шумовое напряжение, которое, в свою очередь, более чем на 74% определяется шумом, создаваемым сопротивлением смещения на сенсоре. Сравнение теоретических расчетов с результатами измерений уровня шума собранных модулей представлено ниже, в разделе “Измерение шума модуля”.

Следует отметить, что приведенные расчеты не учитывают шумы питания микросхемы. Помимо шума, источником ложных срабатываний сигнального тракта микросхемы могут являться электромагнитные наводки в частотном диапазоне, совпадающем с полосой пропускания усилителя-формирователя: 1–100 МГц. Для защиты от

помех используются тонкие (толщиной 15 мкм) алюминиевые экраны, закрывающие сенсор и сигнальные кабели, а также низковольтный интерфейс передачи данных типа LVDS.

ИЗМЕРЕНИЯ ШУМА МОДУЛЯ

Измерение шума в отдельно взятом канале СИМС основано на процедуре измерения значения порогов для 32-х компараторов АЦП. Для этого используется встроенная калибровочная система СИМС, а также счетчики числа срабатываний каждого компаратора. Калибровочная система включает в себя прецизионный ЦАП и проходную емкость 100 фФ, позволяющую имитировать токовый сигнал с детектора заданной амплитуды. Так как шум канала имеет нормальное распределение, то зависимость числа срабатываний компаратора от амплитуды калибровочного сигнала при фиксированном количестве импульсов имеет характер S-кривой. Анализ S-кривых для отдельного компаратора позволяет вычислить значение уровня шума в каждом канале.

Пример распределения шумов по каналам сенсора показан на рис. 4 и 5. Данный модуль состоит из сенсора с длиной стрипов 20 мм и комплекта кабелей, средняя длина которых составляет 117 мм. В каналах с аномально низким уровнем шума (менее 500 электрон) отсутствует электрический контакт между входом СИМС и стрипом сенсора, что может быть связано с некачественной сваркой алюминиевого кабеля и контактной площадки на сенсоре или микросхеме. Наблюдается зависимость между уровнем шума и номером

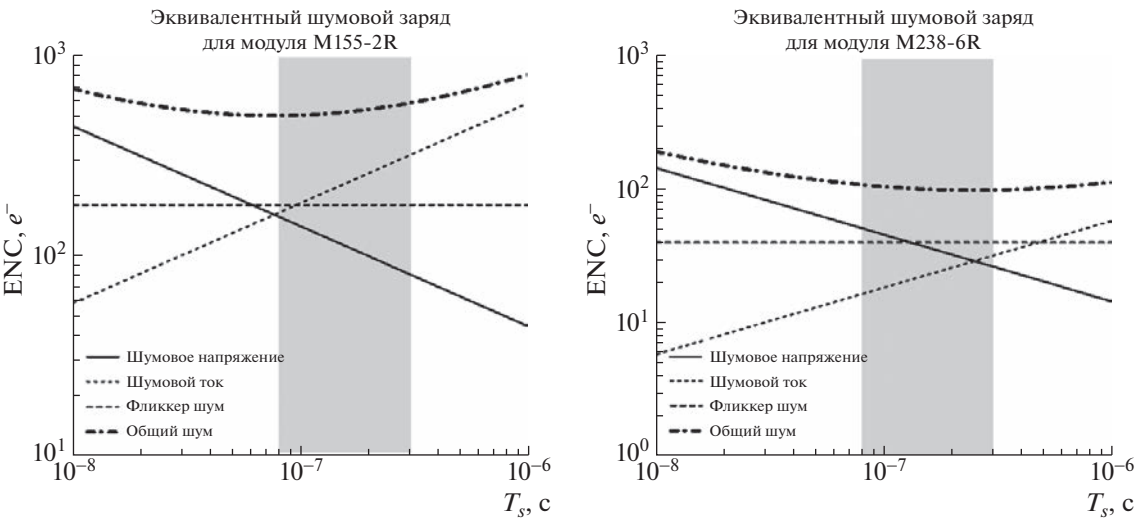


Рис. 3. Зависимость уровня шума (ENC) медленного усилителя-формирователя от времени формирования сигнала T_s . Слева — результаты аналитических расчетов для модуля с длиной стрипа 20 мм и длиной кабеля 155 мм, справа — для модуля с длиной стрипа 60 мм и длиной кабеля 238 мм. Серым цветом выделен диапазон, в котором возможна регулировка времени формирования сигнала в медленном усилителе-формирователе микросхемы STS-XYTER.

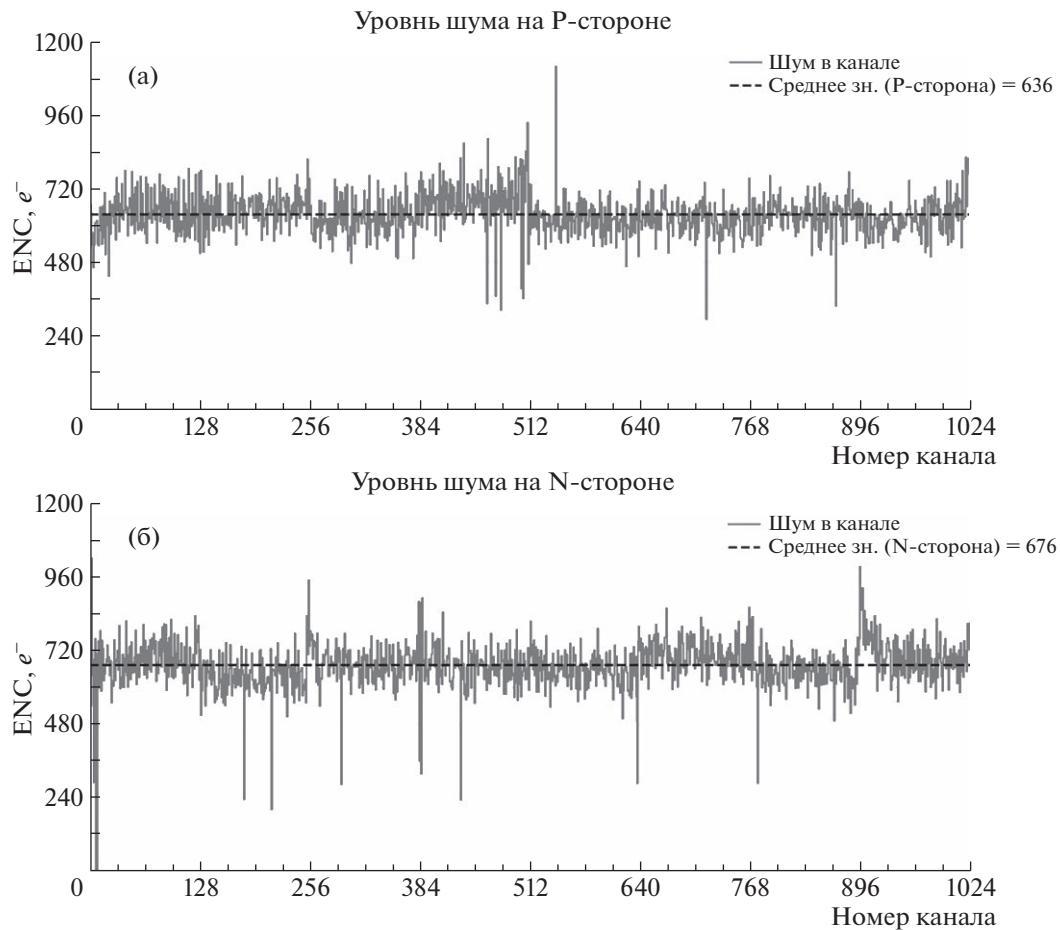


Рис. 4. Эквивалентный шумовой заряд (ENC) в каналах детектора на Р- (а) и N-стороне (б).

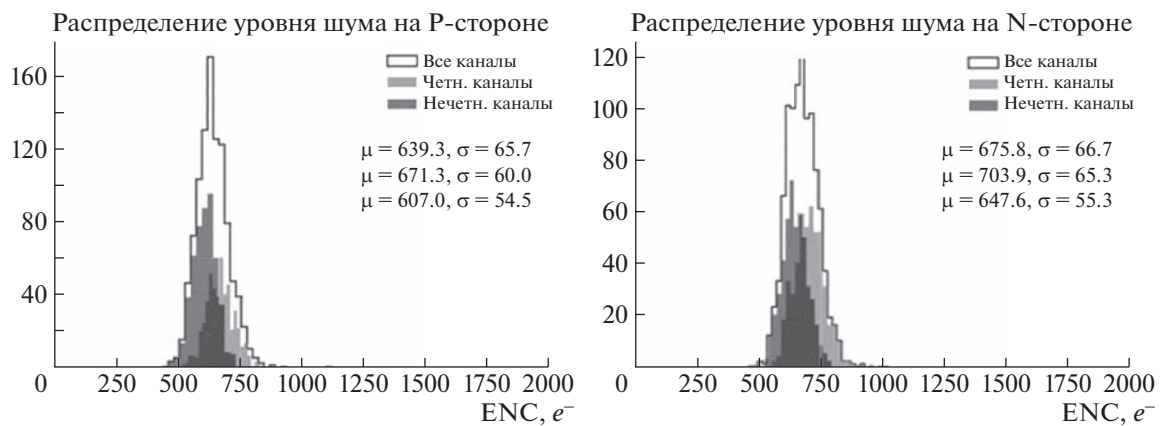


Рис. 5. Гистограмма уровня шума в каналах детектора на Р- (слева) и N-стороне (справа). Серым цветом показано распределение шума в четных каналах, черным цветом — в нечетных каналах. Общее распределение шума показано черной линией.

канала: в нечетных каналах средний уровень шума ниже, чем в четных (см. рис. 5). Это может быть связано с топологией микросхемы STS-XYTER,

где четные и нечетные каналы расположены в шахматном порядке. Четные каналы расположены ближе к краю кристалла, и проводники на

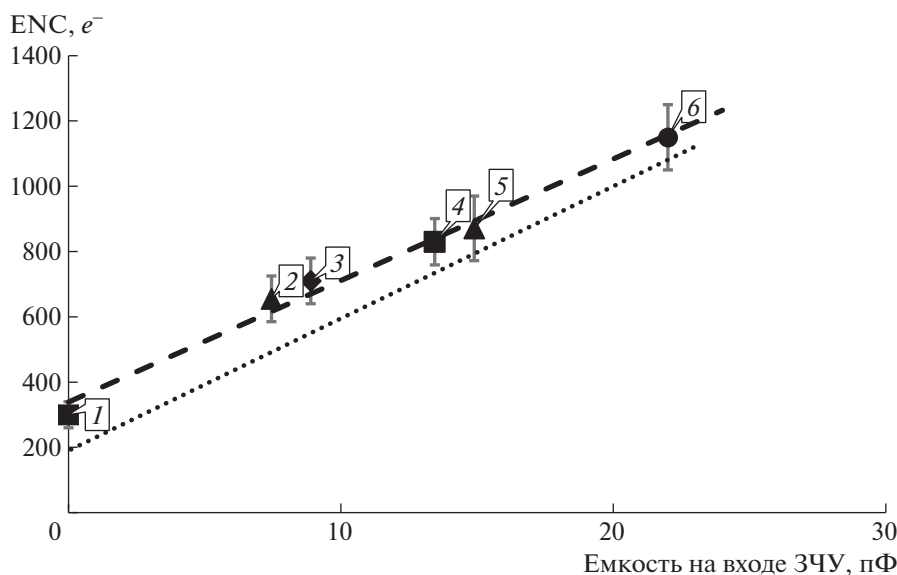


Рис. 6. Усредненный уровень шума в каналах модуля для его различных конфигураций: Точка 1 на графике соответствует измеренному собственному шуму микросхемы без подключенного сигнального кабеля; точки 2 и 3 показывают шум модулей с длиной стрипа сенсора 20 мм и длинами кабелей 117 и 155 мм соответственно; точки 4 и 5 – шум модулей с длиной стрипа 60 мм и длинами кабелей 117 и 155 мм соответственно; точка 6 – шум модуля с длиной стрипа 60 мм и длиной кабеля 410 мм. Теоретическая оценка уровня шума показана пунктирной линией.

этих каналах длиннее, имеют большее последовательное сопротивление и более восприимчивы к наводкам [10].

Так как шум зависит от емкости на входе СИМС, которая в свою очередь определяется размером сенсора и длиной кабеля, то очевидно, что шум зависит от конфигурации модуля. На рис. 6 показаны в сравнении расчетная зависимость уровня шума АЦП от входной емкости и измеренный уровень шума для нескольких конфигураций модуля. Точка 1 на графике соответствует измеренному собственному шуму микросхемы без подключенного сигнального кабеля. Точки 2 и 3 соответствуют уровню шума модулей с длиной стрипа сенсора 20 мм и длинами кабелей 117 и 155 мм; точки 4 и 5 – уровню шума модулей с длиной стрипа 60 мм и длинами кабелей 117 и 155 мм соответственно; точка 6 – уровню шума модуля с длиной стрипа 60 мм и длиной кабеля 410 мм (измерения с этим модулем выполнены в GSI [11]). Стоит отметить, что в зависимости от длин стрипа и кабеля модули обладают разным сопротивлением сигнальной линии. Влиянием этого источника шума, однако, можно пренебречь в приведенном сравнительном анализе.

Отличие теоретической зависимости от экспериментальной можно объяснить тем, что теоретическая модель не учитывает эффект шума и наводок по линии питания микросхемы. Исходя из полученных данных можно сделать вывод о том,

что максимальный уровень шума для модулей эксперимента ВМ@N не будет превышать $1200 e^-$.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СБОРА ЗАРЯДА

Важнейшим параметром для трекового детектора является соотношение сигнал/шум. Под сигналом понимается амплитуда сигнала от минимально ионизирующей частицы – МИР. Такая частица должна обладать зарядовым числом 1, и для нее должно выполняться соотношение $\beta\gamma \sim 3$. При прохождении через кремниевый детектор эта частица рождает на своем пути в среднем 80 электрон-дырочных пар на 1 мкм пробега. При толщине детектора 320 мкм ожидаемая амплитуда сигнала составляет $25600e^-$ или 4 фКл. Однако следует учитывать, что заряд, интегрируемый считывающей электроникой детектора, в общем случае не равен свободному заряду, индуцированному на сенсоре. Причиной неэффективности сбора заряда является деление свободного заряда как между стрипами сенсора, так и между сенсором и ЗЧУ, а также баллистический дефицит [12]. Следует также учитывать, что эффективность сбора заряда падает в результате облучения детектора.

Эффект баллистического дефицита возникает, когда время формирования сигнала усилителя-формирователя сопоставимо или меньше времени сбора сигнала с детектора. Время сбора сигнала с детектора определяется как [13]:

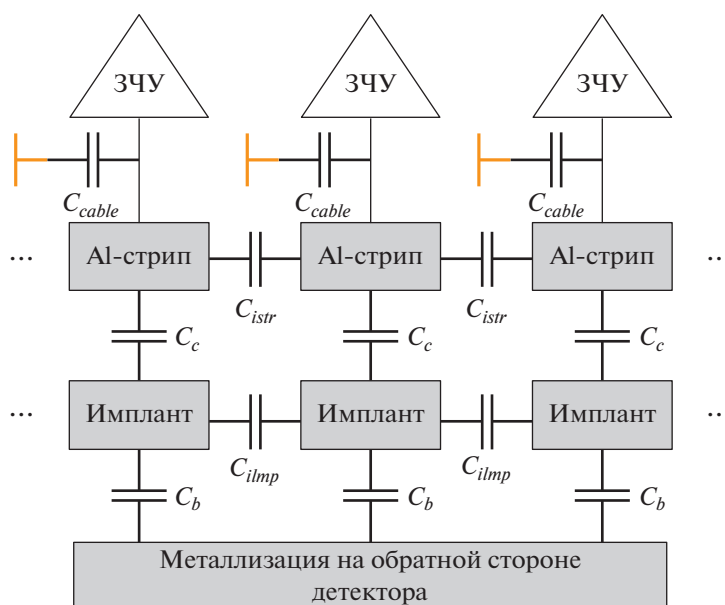


Рис. 7. Эквивалентная схема микрострипового сенсора и считывающей электроники для расчета эффективности сбора заряда.

$$t_c = \frac{d^2}{2\mu V} \log \left(\frac{V + V_d}{V - V_d} \right),$$

где d — толщина сенсора, μ — подвижность носителей заряда, V — рабочее напряжение, V_d — напряжение полного обеднения.

Для сенсоров эксперимента ВМ@N напряжение полного обеднения $V_d \sim 60$ В, рабочее напряжение $V \sim 90$ В. Время сбора заряда для электронов и дырок составляет 8 и 27 нс соответственно. Сигнал также может быть дополнительно растянут во времени при передаче его от детектора к считывающему тракту микросхемы. Учитывая максимальное сопротивление кабеля $R_{\max} = 30$ Ом и емкость $C_{cab} = 12$ пФ, получим характерное время длительности сигнала $t = R_{\max} C_{cab} = 0.3$ нс. Поскольку минимальное время формирования усилителя-формирователя микросхемы STS-XUTER составляет 80 нс, эффектом баллистического дефицита можно пренебречь.

Эффект деления заряда между стрипами, а также между сенсором и ЗЧУ обусловлен наличием емкостных связей между элементами.

Эквивалентная схема модуля с микростриповым сенсором для оценки эффективности сбора заряда показана на рис. 7. Величина заряда, собранного на стрипе, определяется отношением разделительной емкости стрипа к суммарной емкости импланта на виртуальную “землю”. Учитывая, что $C_{csa} \gg C_c$, заряд, собранный на стрипе, будет равен:

$$Q_{str} = Q_{coll} \frac{C_c}{C_c + C_{imp_tot} + C_b},$$

где C_{imp_tot} — суммарная емкость импланта через соседние импланты и стрипы на “землю”. Учитывая также деление заряда в кабеле и на входе ЗЧУ, для 1-стриповых кластеров итоговая амплитуда сигнала будет равна:

$$\frac{Q_{Istr}}{Q_{sens}} = \frac{C_c}{C_c + C_{imp_tot} + C_b} \frac{C_{csa}}{C_{csa} + C_{i_tot} + C_b},$$

где $C_{i_tot} = C_{imp_tot} + C_{istr_tot}$ — суммарная емкость стрипа и импланта на “землю” через соседние стрипы и импланты.

Для модулей эксперимента ВМ@N соотношение $Q_{Istr}/Q_{sens} = 0.94 \pm 0.05$.

ИЗМЕРЕНИЕ АМПЛИТУДЫ СИГНАЛА МОДУЛЯ ПРИ ПОМОЩИ ИСТОЧНИКА β -ИЗЛУЧЕНИЯ ^{106}Ru

Эффективность сбора заряда модуля была проверена с использованием β -источника ^{106}Ru . Изотоп ^{106}Ru , а также дочерний изотоп ^{106}Rh испускают электроны непрерывного спектра с максимальной энергией излучения 3.51 МэВ и средней энергией 1.46 МэВ [14].

Для того чтобы исключить сигналы от электронов с низкими энергиями, а также от частиц, проходящих через сенсор под большими углами,

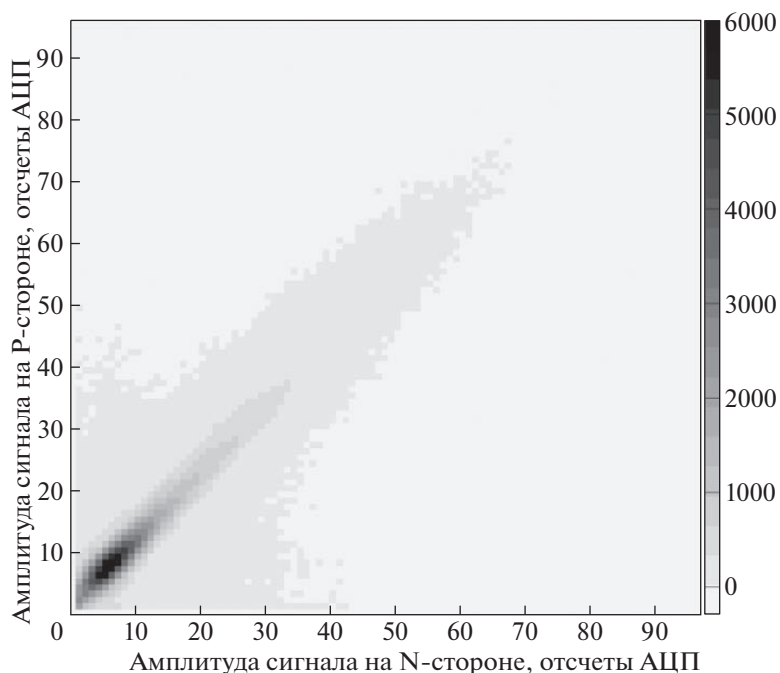


Рис. 8. Распределение амплитуд сигналов кластеров от β -источника ^{106}Ru на P- и N-сторонах модуля.

во время тестирования использовались два модуля. Модули были закреплены таким образом, чтобы сенсоры были выровнены относительно друг друга и образовывали параллельные поверхности. Источник располагался рядом с поверхностью исследуемого сенсора, второй модуль использовался для отбора нужных сигналов. Для анализа отбирались события, имеющие отклик на обеих сторонах каждого сенсора. На рис. 8 показано, как выглядит распределение амплитуд сигналов для кластеров на P- и N-стороне модуля. В связи с тем, что источник имел сравнительно большую площадь, угол, под которым электроны падают на поверхность сенсора, в большинстве случаев отличен от 90° . Это вызывало одновременное срабатывание нескольких стрипов сенсора при регистрации сигналов от электронов, проходящих под большими углами к поверхности детектора. На рис. 9 показаны распределения амплитуд сигналов от ^{106}Ru для 1-, 2- и 3-стриповых кластеров. Количество 2-стриповых кластеров превышает количество 1-стриповых для P-стороны, в то время как для N-стороны 1-стриповых кластеров больше. Такая разница вызвана более высоким порогом регистрации сигналов со стрипов N-стороны детектора.

Ожидаемая величина амплитуды сигнала на считывающей электронике детектора для одно-стриповых событий с учетом неэффективности сбора заряда составит $(24 \pm 1.3) \cdot 10^3 e^-$. Средние значения измеренных амплитуд сигналов для че-

тырех разных модулей приведены на рис. 10. Согласно рисунку, средняя амплитуда сигналов на P-стороне составляет $(24.8 \pm 0.9) \cdot 10^3 e^-$, что хорошо согласуется с ожидаемой оценкой, а на N-стороне — $(22 \pm 0.7) \cdot 10^3 e^-$, что на 11% меньше, чем средний сигнал на P-стороне. Мы предполагаем, что причиной такого несоответствия является паразитная емкость PSC (Polarity Selection Circuit), которая является частью аналогового тракта микросхемы. В случае P-стороны детектора, для которой основными переносчиками заряда являются дырки, данный элемент тракта не используется, и сигнал передается в обход PSC на усилитель-формирователь.

ВЫВОДЫ

По результатам проведенных аналитических вычислений и измерений можно сделать вывод о том, что в зависимости от конфигурации модуля КТС BM@N соотношение сигнал/шум модуля составляет от 18 до 30, что позволяет надежно выделять сигналы от регистрируемых частиц на фоне шума. Наблюдаемый разброс величины соотношения сигнал/шум определяется заметной разницей в уровне шума для различных конфигураций модулей, составляющих систему. Уровень шума зависит в первую очередь от шунтирующей емкости на входе ЗЧУ, т.е. от размера сенсора и длины сигнального кабеля. Стоит также учитывать, что за время выполнения физической про-

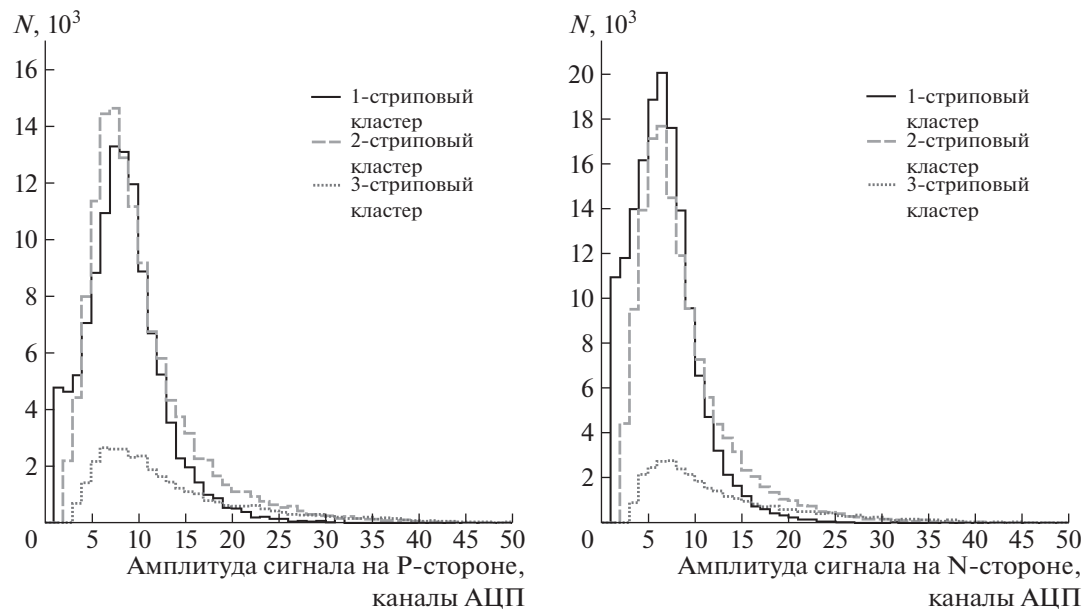


Рис. 9. Распределение амплитуд сигналов для 1- (сплошная линия), 2- (штриховая линия) и 3-стриповых (пунктирная линия) кластеров от ^{106}Ru на Р- (слева) и N-стороне (справа) модуля.

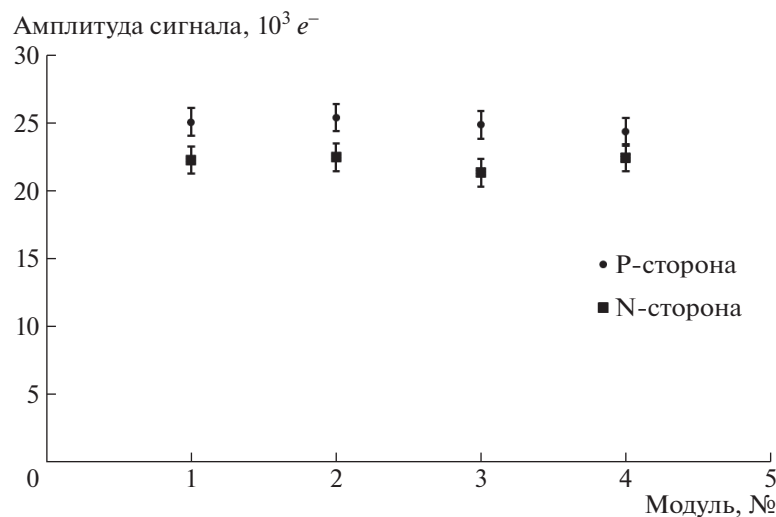


Рис. 10. Среднее значение амплитуд сигналов от ^{106}Ru для четырех различных модулей.

граммы эксперимента максимальная доза неионизирующего излучения для центральных сенсоров составит до 10^{11} 1-МэВ нейтронных эквивалентов/см². Данная доза не превышает порог инверсии проводимости *n*-типа в кремнии, однако может являться причиной незначительного (менее 5%) падения эффективности сбора заряда с кремниевого детектора [15]. Но даже с учетом этого эффекта соотношение сигнал/шум в конце рабочего цикла установки не должно быть ниже 16.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Senger P., Dementev D., Heuser J., Kapishin M., Lavrik E., Murin Y., Maksymchuk A., Schmidt H.R., Schmidt C., Senger A., Zinchenko A. // Particles. 2019. V. 2. P. 481. <https://doi.org/10.3390/particles2040029>
2. Vasiliev S.E., Galavanov A.V., Kapishin M.N., Karjavine V.Yu., Kulish E.M., Lenivenko V.V., Makankin A.M., Maksymchuk A.I., Piyadin S.M., Khabarov S.V. // Phys. Part. Nuclei Lett. 2019. V. 16. P. 859. <https://doi.org/10.1134/S1547477119060542>
3. Dementev D., Elsha V., Murin Y., Sheremetev A., Shitenkov M., Sukhov N., Baranov A., Kharlamov P., Merkin M.,

- Lavrik E., Senger A., Senger P.* // Phys. Part. Nuclei. 2022. V. 53. № 2. P. 197.
<https://doi.org/10.1134/S1063779622020265>
4. CBM Collaboration. *Ablyazimov T. et al.* // Eur. Phys. J. 2017. V. 53. P. 60.
<https://doi.org/10.1140/epja/i2017-12248-y>
 5. *Sheremetiev A., Dementev D., Elsha V., Kolozhvari A., Murin Y., Shitenkov M., Sukhov N.* // Phys. Part. Nuclei. 2022. V. 53. № 2. P. 377.
<https://doi.org/10.1134/S1063779622020745>
 6. *Kasinski K., Rodriguez-Rodriguez A., Lehnert J., Zubrzycka W., Szczygiel R., Otfinowski P., Kleczek R., Schmidt C.J.* // Nucl. Instr. and Meth. A. 2018. V. 908. P. 225.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.08.076>
 7. *Shitenkov M., Dementev D., Voronin A., Kovalev I., Kudryashov I., Kurganov A., Murin Yu.* // Phys. Part. Nuclei. 2021. V. 52. P. 826.
<https://doi.org/10.1134/S1063779621040559>
 8. *Panasenko I., Schmidt H.R., Lavrik E., Simons C., Schmid C.J.* Microcable quality assurance: capacitance measurements. CBM Progress Report 2016. 03 2017.
<http://repository.gsi.de/record/201318>
 9. *Spieler H.* Semiconductor Detector Systems. Semiconductor Science and Technology. V. 12. Oxford University Press, 2005. P. 34.
 10. *Zubrzycka W., Kasinski K.* “Noise considerations for the STS/MUCH readout ASIC”. CBM STS-XYTER 2.1 and SPADIC 2.2 Submission Review. <https://indico.gsi.de/event/5976/>
 11. *Rodríguez Rodríguez A.* PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Frankfurt am Main, 2020
 12. *Lutz G.* Semiconductor Radiation Detectors. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.
<https://doi.org/10.1007/978-3-540-71679-2>
 13. *Spieler H.* Semiconductor Detector Systems. Semiconductor Science and Technology. V. 12. Oxford University Press, 2005. P. 17.
 14. <https://www.sciencedirect.com/topics/medicine-and-dentistry/ruthenium-106>
 15. 3rd RD48 STATUS REPORT. CERN LHCC 2000-009. LEB Status Report/RD48. 31 December 1999.
<https://rd48.web.cern.ch/status-reports/RD48-3rd-status-report.pdf>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.075 + 539.1.08

ПУЧКОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ ПРОТОТИПА СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ КРЕМНИЕВОЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

© 2023 г. Д. В. Дементьев^а, М. О. Шитенков^а, П. И. Харламов^{а,б,*},
А. Л. Воронин^а, М. М. Меркин^{а,б}, Ю. А. Мушин^а

^аОбъединенный институт ядерных исследований, Лаборатория физики высоких энергий
им. В.И. Векслера и А.М. Балдина

Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^бНИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

*e-mail: pi.kharlamov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 10.06.2022 г.

После доработки 22.06.2022 г.

Принята к публикации 11.08.2022 г.

Кремниевая трековая система является одной из основных частей эксперимента BM@N. Она основана на двухсторонних кремниевых микростриповых детекторах со считывающей электроникой, управляемой потоками данных. Для проверки считывающей электроники, а также систем синхронизации времени и сбора данных были проведены пучковые испытания на линейном ускорителе электронов ЛИНАК-200 с энергией электронов до 200 МэВ. Испытания продемонстрировали стабильность работы прототипа системы считывания и сбора данных.

DOI: 10.31857/S0032816223010123, EDN: JTPNJQ

КРЕМНИЕВЫЕ ТРЕКОВЫЕ СИСТЕМЫ БУДУЩИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Столкновения ядро-ядро при энергиях от единиц до десятков гигаэлектронвольт на нуклон открывают уникальные возможности по достижению экстремальных плотностей ядерной материи. Подобные условия хорошо подходят для исследования уравнения состояния, структуры и свойств ядерной материи, а также для поиска фазовых переходов, восстановления хиральной симметрии и экзотических форм материи. Ожидается, что при больших значениях барионной плотности в ядерной материи будут присутствовать критическая точка и переходы между различными фазами, такими как адронная фаза, кваркониевая фаза, кварк-глюонная плазма и, возможно, “цветная” сверхпроводящая фаза. Экспериментальное наблюдение и изучение таких структур может быть значительным прорывом в понимании все еще не исследованных областей квантовой хромодинамики.

Однако диапазон энергий до 10–15 ГэВ на нуклон еще не был изучен в столкновениях тяжелых ионов. Для того чтобы исследовать эти области, создаются новые проекты в Центре по исследованию ионов и антипротонов FAIR (Facility for

Antiproton and Ion Research) в Дармштадте и на строящемся в рамках российского мегапроекта ионно-коллайдерном центре NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) в Дубне. Детекторы этих экспериментов предназначены для проведения координатных измерений с беспрецедентной точностью и большим количеством распадающихся на лептонные пары редких диагностических проб, таких как гипероны с большой странностью, очарованные частицы и векторные мезоны. Большинство этих частиц будет изучено впервые в диапазоне энергий FAIR и NICA. Для достижения необходимой точности требуется проводить измерения событий с частотой до 10 МГц. Для этого необходимы быстрые и радиационно-стойкие детекторы, оригинальная концепция чтения и анализа данных, включающая в себя считывающую электронику с режимом потокового чтения, а также производительный вычислительный кластер для онлайн отбора событий [1].

Восстановление треков заряженных частиц, в том числе и их импульсов, является одной из центральных задач детектирования в экспериментах физики частиц. В эксперименте Compressed Baryonic Matter at FAIR (CBM@FAIR) эта задача решается кремниевой трековой системой STS (Sili-

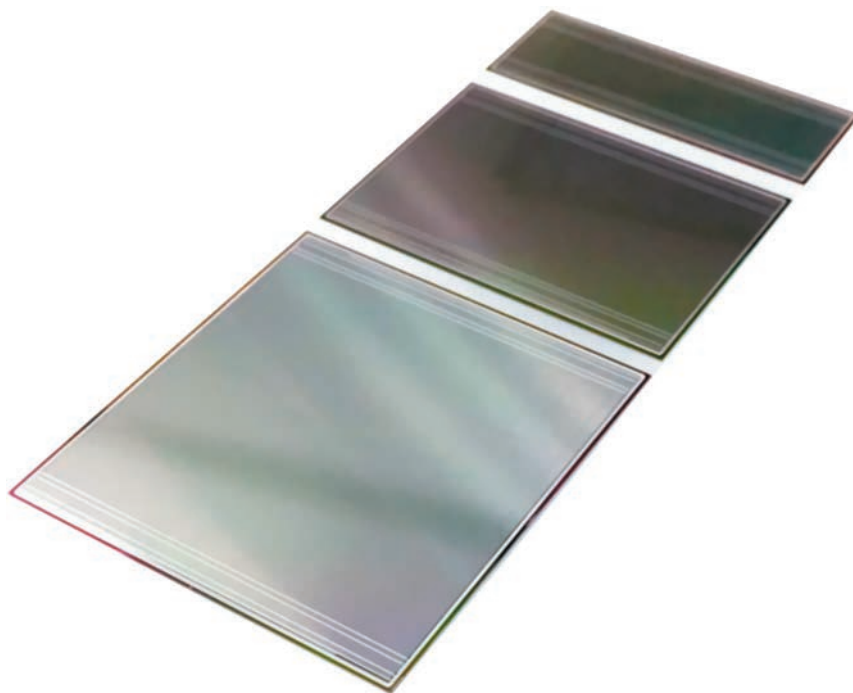


Рис. 1. Сенсоры размером 22×62 мм, 42×62 мм и 62×62 мм.

con Tracking System), расположенной в магнитном поле дипольного магнита. Она служит для восстановления треков и измерения импульсов всех рождаемых в мишени заряженных частиц и состоит из восьми трековых станций [2]. Для внутренних областей первых двух станций, где ожидаемая загрузка составляет 5%, были выбраны сенсоры высотой 22 мм, тогда как для внеш-

них областей с меньшей загрузкой можно использовать сенсоры с высотой до 62 мм с целью уменьшения количества материала и считывающей электроники. Ширина каждого сенсора была выбрана равной 62 мм (рис. 1).

Эксперимент Baryonic Matter at Nuclotron (BM@N) является первой стадией проекта NICA и предназначен как для изучения барионной материи и проведения иных побочных физических исследований, так и для тестирования оборудования проектов CBM@FAIR и NICA. Эксперимент BM@N схож с экспериментом CBM, поэтому все вышесказанное также относится и к его кремниевой трековой системе, за исключением количества станций — 4 вместо 8 (рис. 2) [3]. Поскольку в BM@N ожидаются значительно меньшие загрузки детекторов, то для внутренних областей подходят сенсоры высотой 42 мм, а для внешних — 62 мм. Сенсоры размером 42×62 мм, примыкающие к ионопроводу, будут изготовлены с вырезом для предотвращения нежелательного воздействия непересекавшегося с мишенью пучка ионов на сенсоры при сохранении максимального покрытия телесного угла. Оба проекта являются экспериментами на фиксированной мишени, и геометрия их детекторных систем — это магнитный спектрометр.

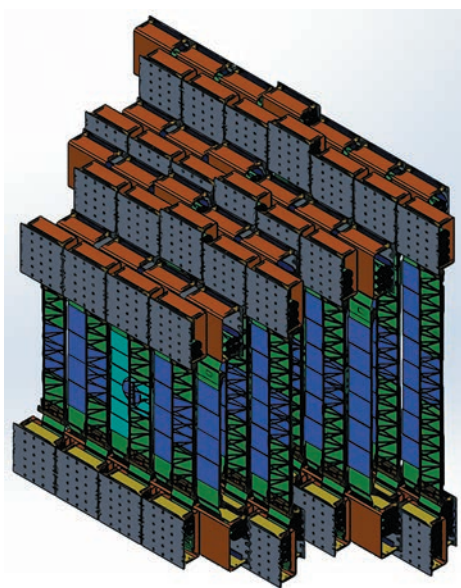


Рис. 2. Схема STS эксперимента BM@N.

ТРЕКОВЫЕ МОДУЛИ

Модули STS состоят из кремниевых сенсоров, считывающей электроники и соединительных

кабелей. Были созданы кремниевые микростриповые двухсторонние сенсоры толщиной 300 мкм, с 1024 стрипами на каждой стороне с шагом стрипов 58 мкм. Детекторы изготовлены по одной геометрии двумя производителями: CiS (Германия) и Hamamatsu (Япония). Угол между стрипами на двух сторонах равен 7.5° для уменьшения неопределенности при восстановлении треков. Шаг стрипов 58 мкм позволяет достичь максимального пространственного разрешения детектора порядка 17 мкм, даже без анализа амплитуд в кластере. В случае же учета амплитуд сигналов в кластере разрешение может составить единицы микрометров. Двухсторонние сенсоры позволяют получить обе координаты одновременно при том же количестве материала (кремния) в трековой системе, что в односторонних сенсорах, и в условиях ограниченного пространства трековой системы двухсторонние сенсоры являются лучшим решением, несмотря на большую сложность в изготовлении, высокую стоимость и сложность считывания сигналов двух разных полярностей.

Другая важная часть трекового модуля — это его считывающая электроника. Можно выделить два класса считывающей электроники — триггерная и самотриггирующаяся (управляемая потоком данных). Триггерная электроника работает по внешнему сигналу запуска — триггеру, тогда как самотриггирующаяся электроника сама генерирует сигнал запуска процедуры чтения сигнала индивидуально в каждом канале, что позволяет считывать с меньшими потерями сигналы с детекторов в случае больших загрузок или неизвестного времени взаимодействия частиц. Однако при этом самотриггирующаяся электроника обладает некоторыми существенными недостатками: большим шумом по сравнению с триггерной электроникой, высоким энергопотреблением и, соответственно, тепловыделением, а также необходимостью общей временной синхронизации всех каналов считывания с “часами системы”. Но в целом такая считывающая электроника признается на сегодняшний день более универсальным решением для экспериментов физики высоких энергий в случае больших загрузок и, тем более, отсутствия критерия выработки сигнала запуска.

В нашем случае в пучковых испытаниях использовалась детекторная электроника, основанная на самотриггирующейся специализированной интегральной микросхеме STS-XYTER [4]. Каждая такая микросхема позволяет считывать 128 каналов с сенсора.

Входная часть микросхемы представляет собой зарядово-чувствительный усилитель, обеспечивающий сбор заряда, образовавшегося в чувствительном объеме сенсора, и преобразование его в импульс напряжения. Далее сигнал проходит через две ветви: быструю и медленную. Быст-

рая ветвь оптимизирована для создания временных меток событий и использует $CR-RC$ -усилитель-формирователь с временем формирования сигнала 30 нс, дискриминатор и устройство формирования 14-битной временной метки в коде Грея. Медленная ветвь состоит из $CR-(RC)^3$ -формирователя, работающего на 5-битный быстрый АЦП и цифровой пиковый детектор, позволяющий зафиксировать значение максимума амплитуды и оптимизировать шумовые характеристики канала.

Как было сказано выше, на одном двухстороннем сенсоре в трековом модуле имеется 1024 стрипа на каждой стороне и соответственно 2048 чувствительных каналов считывания, что соответствует 16-ти микросхемам STS-XYTER, расположенным на двух платах Front-End Board-8 (FEB-8).

ПРОТОТИП ТРАКТА ЧТЕНИЯ КРЕМНИЕВОЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА CBM@FAIR

Поскольку эксперимент CBM@FAIR направлен на получение большого объема данных, для его системы считывания был выбран именно точный принцип считывания. В этом случае сигнал запуска не приходит от других систем к электронике считывания детекторов, а вырабатывается самотриггирующейся считывающей электроникой, которая собирает, оцифровывает и фиксирует во времени все сигналы от детекторов. Собранные данные затем передаются в вычислительный центр, где они обрабатываются и ассоциируются с событиями в зависимости от физической задачи. Затем выбранные данные о событиях отправляются в хранилище. Но из-за высокой скорости взаимодействия и множественности в эксперименте CBM@FAIR ожидается, что скорость вывода данных будет значительно выше, чем скорость их архивирования. Поэтому необходимо разбиение данных в соответствии с временными интервалами и параллельная обработка этих пакетов данных.

Приблизительная блок-схема цепи считывания прототипа STS показана на рис. 3 [5]. В качестве электроники съема сигнала с детекторов использовалась конфигурируемая самотриггирующаяся специализированная микросхема STS-XYTER, установленная на интерфейсных платах (Front-End Boards — FEB). Следующей частью тракта являются платы считывания (ReadOut Boards — ROB), которые принимают данные с нескольких FEB по дифференциальным линиям, а затем концентрируют их в высокоскоростной оптический канал. ROB для эксперимента CBM@FAIR [6] будут основаны на системе GBTx, разработанной в CERN. Следующая часть системы состоит из плат обработки данных (Data Processing Boards — DPB) на базе платформы AMC FMC Carrier Kintex (AFCK) [7].

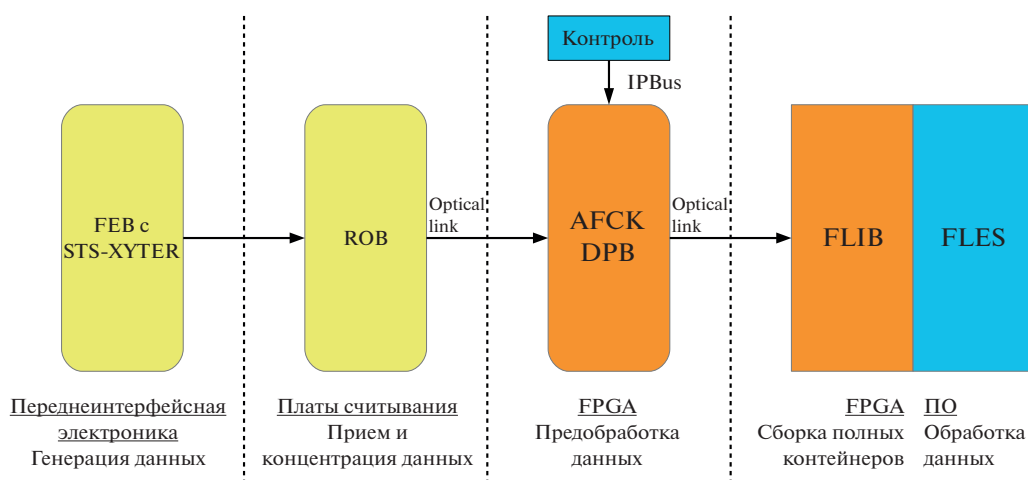


Рис. 3. Блок-схема системы чтения STS эксперимента CBM@FAIR.

Основное назначение DPB — считывание данных, последующая сортировка, мультиплексирование прочитанных данных и упаковка в автономные контейнеры, называемые “микросрезами” (Micro-Slices — μS). Медленный контроль и конфигурация детекторной электроники будут осуществляться через DPB по протоколу IPBus, который основан на стандарте Ethernet. Затем данные в виде микросрезов передаются по оптическому каналу связи на конечную аппаратную часть тракта считывания — PCIe-платы на основе FPGA, расположенных в серверных компьютерах. PCIe-платы используются в качестве входа для селектора событий первого уровня, называемого FLES (First Level Event Selector) Input Board (FLIB). FLES — специализированный цифровой процессор, используемый для объединения и онлайн обработки полученных данных с целью обнаружения, реконструкции и выделения событий.

По оптическим каналам между DPB и FLIB передаются данные от детекторов в виде микросрезов [8]. Микросрез содержит все данные для одного DPB за определенный промежуток времени. Поэтому контейнер-микросрез имеет фиксированную временную длину, но может варьироваться по размеру данных. Базовое значение времени используется при генерации микросреза и синхронизировано во всем эксперименте. Заголовок также содержит индекс микросреза, который представляет собой счетчик, работающий параллельно во всех DPB. Этот счетчик, наряду с синхронизированным по установке базовым значением времени, позволяет впоследствии сопоставить соответствующие триггеру микросрезы и построить полные контейнеры данных, называемые “временными срезами” (Time-Slices — tS).

Временные срезы — это двухмерные коллекции микросрезков. Первым измерением является время, представленное индексом микросреза,

вторым измерением — компоненты, которые создают микросрезы, в нашем случае это DPB. Временной срез содержит основные микросрезы, в которых происходит поиск событий, и некоторые перекрывающиеся микросрезы. Область перекрытия позволяет независимо обрабатывать временной срез: данные, принадлежащие событиям, находящимся вблизи границы основной части временного среза, могут быть найдены без обращения к предыдущему или следующему временному срезу.

Следует отметить, что в настоящее время на смену вышеописанной концепции предложено использование общего интерфейса считывания (Common Readout Interface — CRI), который позволяет объединить функциональность как DPB, так и FLIB в одной плате на базе более современной и мощной FPGA [9]. Тем самым будет достигнуто уменьшение числа звеньев цепочки чтения и количества оптических линий, а также увеличение скорости медленного управления системой сбора данных в рамках предложенной ранее концепции.

ПУЧКОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ ПРОТОТИПОВ СИСТЕМ СБОРА ДАННЫХ И ВРЕМЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ

Испытания проводились с использованием экспериментальной установки на ускорителе LINAC-200 [10]. LINAC-200 — это линейный ускоритель электронов с энергией до 200 МэВ. Основными целями этого теста являлись тестирование считывающей электроники, системы сбора данных (DAQ) и системы синхронизации времени между станциями, а также сбор данных в режиме потокового чтения [11].

Экспериментальная установка состояла из двух детекторных станций на основе демонстраторов с “бэби”-сенсорами размером 14.9×14.9 мм с

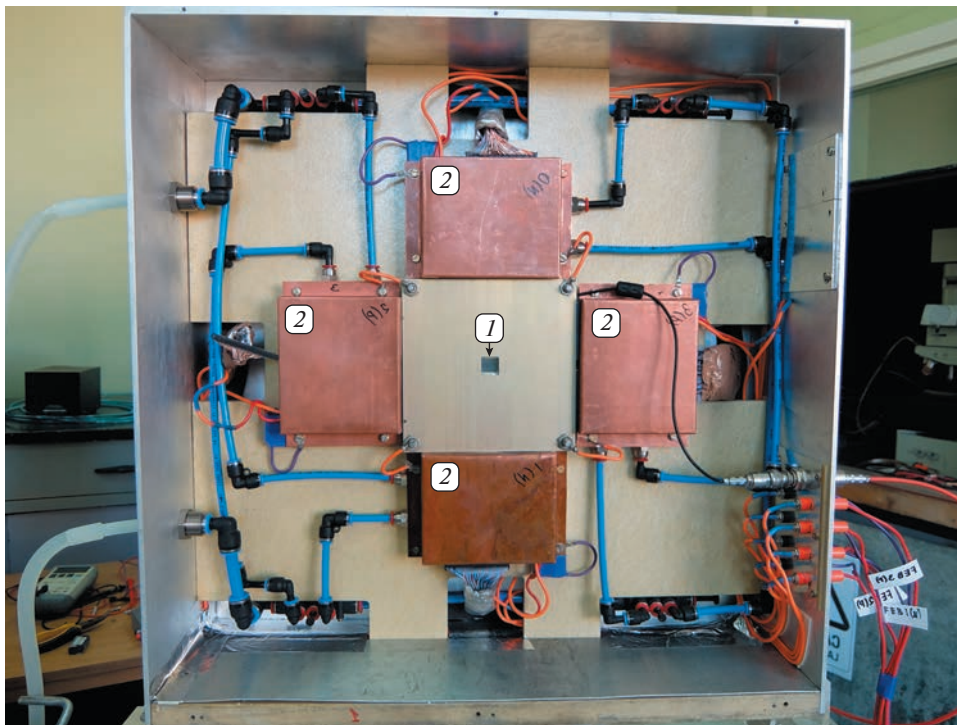


Рис. 4. Тестовая станция с “бэби”-сенсором (1) и четырьмя интерфейсными платами FEB со считывающей электроникой под медными экранами (2).

256 стрипами на каждую сторону и углом 90° между стрипами на разных сторонах. К каждому демонстратору через разъемы с увеличенным шагом выводов подключены 4 платы детекторной электроники FEB_V с микросхемами STS-XYTER v.2.0 (рис. 4). Станции располагались вдоль оси пучка ускорителя на расстояниях 30 и 65 см от конца ионопровода.

Система сбора данных в пучковых испытаниях схожа с описанной выше. Однако, из-за того что ROB находилась на этапе разработки и рассчитана на полноразмерные модули, ее функционал был реализован и протестирован на базе DPB. Такая возможность обусловлена использованием демонстраторов с меньшим количеством каналов на сенсорах, но схожих по параметрам с реальными детекторами. Так, в прототипе не использовалась программная часть FLES, также находящаяся в стадии разработки.

Для обработки данных использовались две платы AFCK с мезонинными платами gDPB FMC. Одна AFCK позволяет подключить до шести плат FEB по медным дифференциальным линиям стандарта LVDS с развязкой по постоянному току. Дополнительная плата AFCK с двумя мезонинными платами FMC tDPB использовалась в качестве мастер-платы временной синхронизации [12] для синхронизации временной отметки на платах DPB. Мастер-плата генерирует тактовый сигнал 40 МГц и PPS (Pulse Per Second) сиг-

нал по Ethernet кабелям CAT6. При помощи специального алгоритма временная система обеспечивает синхронизацию плат DPB и фронтальной электроники детектора с наносекундной точностью. При этом компенсируются все задержки линий и обеспечивается стабильность синхронизации во времени.

Сбор данных осуществляется на серверном узле через плату FLIB, данные с которой архивируются в памяти компьютера и обрабатываются онлайн-монитором через шину PCIe с применением технологии DMA.

Для привязки ко времени использовался стартовый импульс от ускорителя, который запускает внешний генератор импульсов, подающий трапецеидальный импульс на две дополнительные FEB. Эти платы были подключены к двум различным AFCK, что позволяет нам также контролировать синхронизацию по времени. Блок-схема системы считывания тестовой установки показана на рис. 5.

Испытания проводились при энергиях электронного пучка 50 и 150 МэВ. Измеренный профиль пучка показан на рис. 6. Высокоэнергетичные электроны теряют энергию в веществе преимущественно за счет тормозного излучения. Это объясняет, почему амплитуды сигналов достаточно высоки по сравнению с типичными сигналами MIP (Minimum ionizing particle). Это позволило

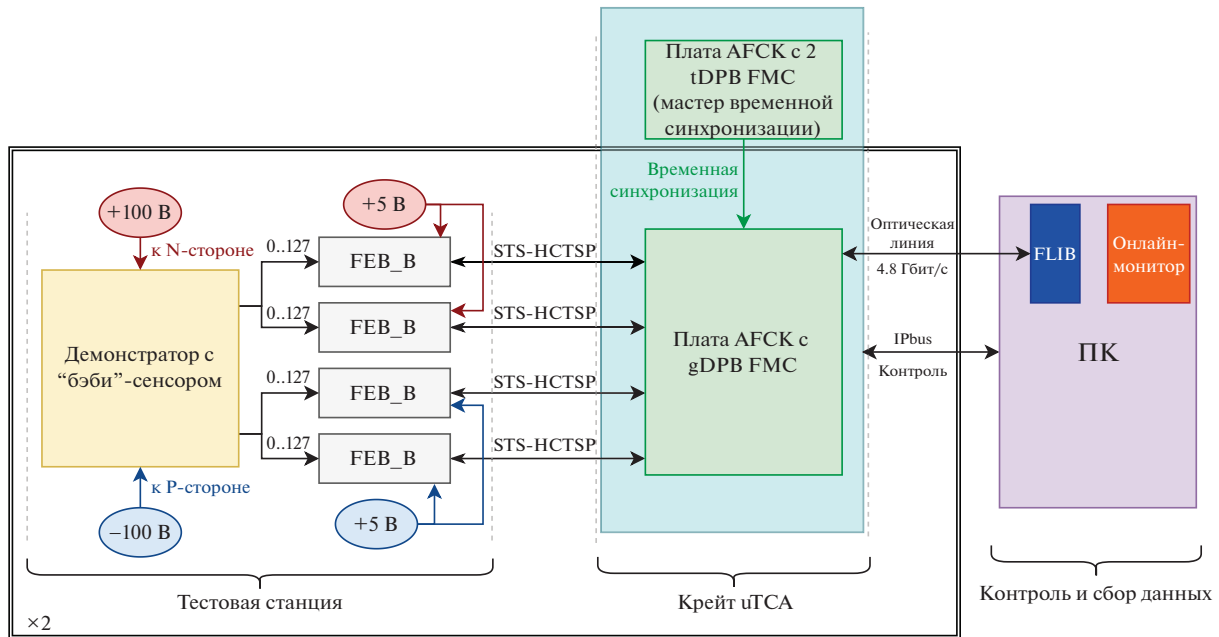


Рис. 5. Блок-схема системы сбора данных. FEB_B – FrontEnd Board версия B; STS-HCTSP – STS Hit Control Transfer Synchronous Protocol; AFCK – AMC FMC Carrier Kintex; AMC – Advanced Mezzanine Card; FMC – FPGA Mezzanine Card; tDPB и gDPB – Data Processing Board типов t и g; uTCA – Micro Telecommunications Computing Architecture; IPbus – Internet Protocol Bus; FLIB – FLES Input Board; FLES – First Level Event Selector.

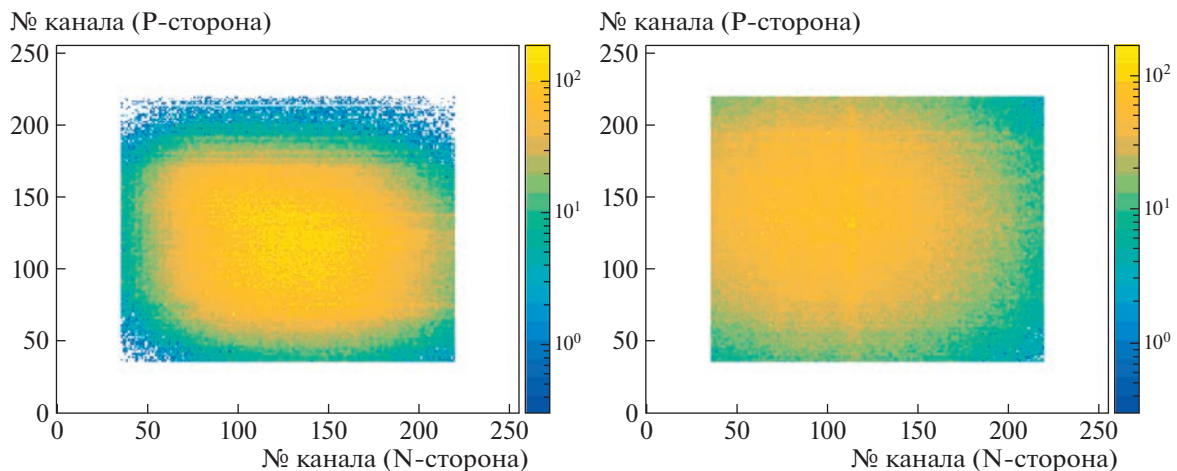


Рис. 6. Профиль пучка на станции 1 (слева) и станции 2 (справа).

нам использовать более высокие пороги сигналов в электронике, чтобы минимизировать вклад шумов. Примеры сигналов от электронов с энергиями 150 и 50 МэВ показаны на рис. 7.

Таким образом, был протестирован прототип электронного тракта эксперимента CBM и система синхронизации времени на основе плат AFCK. Испытания показали, что синхронизация времени между несколькими микросхемами, подключенными к разным платам AFCK, была стабильной, и может работать в течение 10 ч. Время рассин-

хронизации составляло менее 10 нс, что не превышало стандартного времени сбора заряда в кремниевых сенсорах. Разница во времени между сигналами с P- и N-сторон сенсоров показана на рис. 8, а между сигналами с двух сенсоров – на рис. 9.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были протестированы системы синхронизации времени и сбора данных на основе плат AFCK и

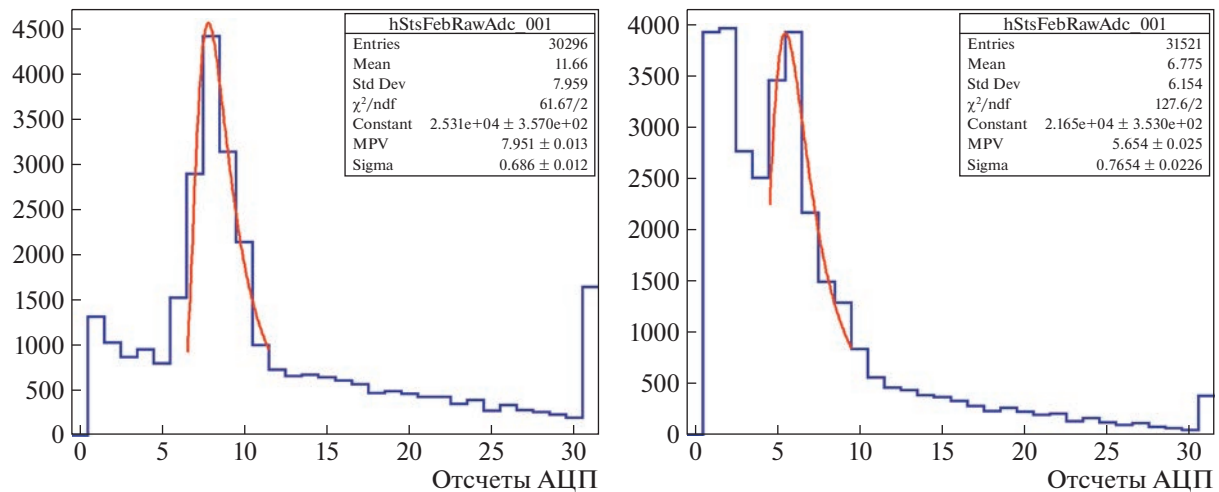


Рис. 7. Амплитуды сигналов от электронов с наиболее вероятной энергией 150 МэВ (слева) и 50 МэВ (справа). Собранный заряд составил 11.5 ± 0.1 фКл для электронов с энергией 150 МэВ и 6.10 ± 0.06 фКл для электронов с энергией 50 МэВ.

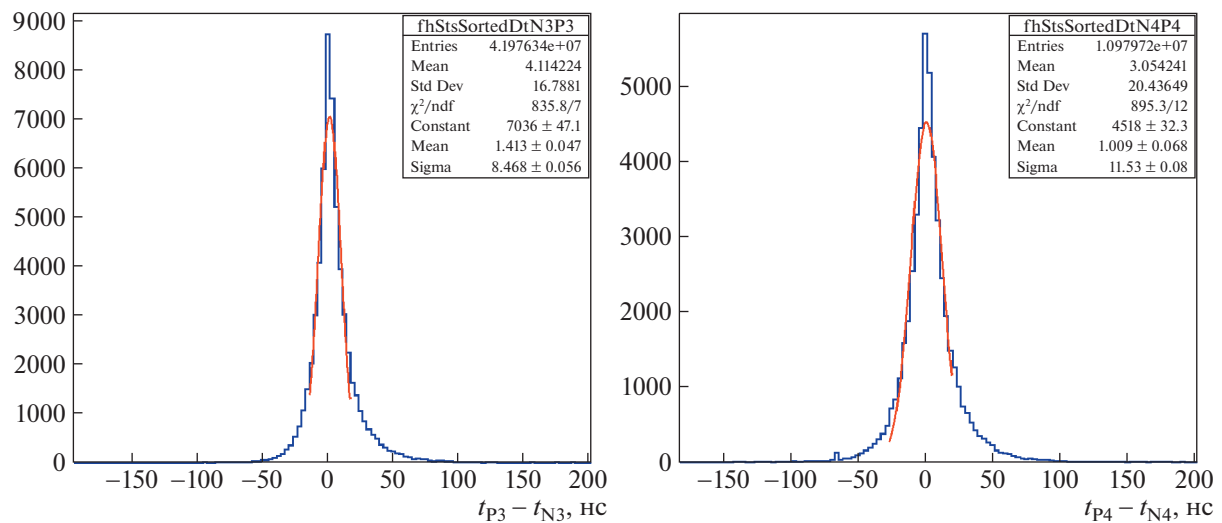


Рис. 8. Разница во времени между сигналами на N- и P-стороне сенсоров станции 1 (слева) и станции 2 (справа).

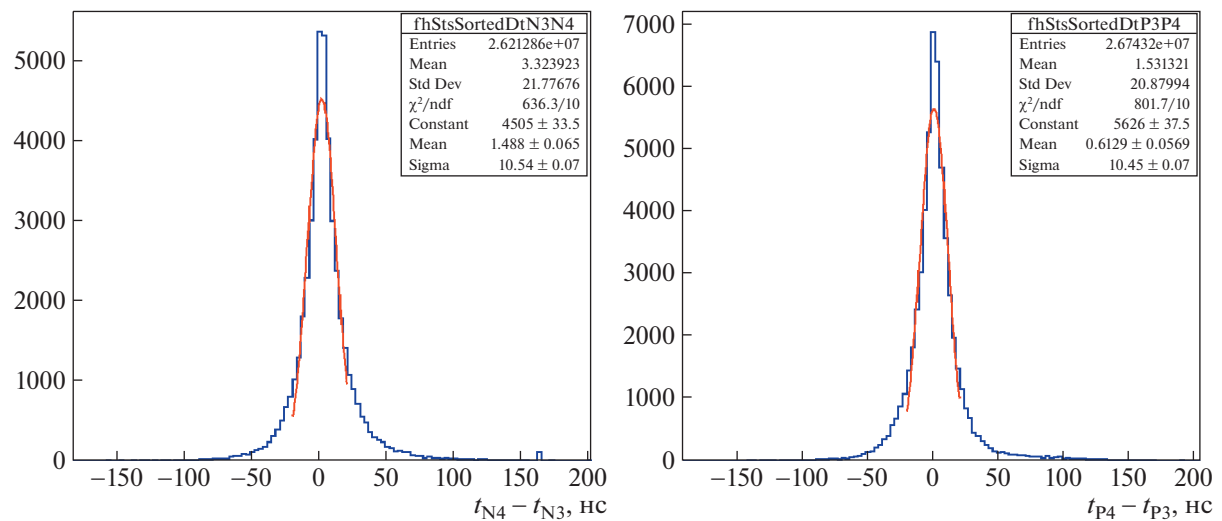


Рис. 9. Разница во времени между сигналами на N-сторонах сенсоров станций 1 и 2 (слева) и на P-сторонах сенсоров станций 1 и 2 (справа).

микросхем STS-XYTER v.2.0. На основе полученных результатов разработана новая версия микросхемы STS-XYTER v.2.1 с оптимизированными шумовыми характеристиками, дополнительным функционалом мониторинга параметров и исправлениями ошибок в работе цифровой части микросхемы.

Синхронизация времени между несколькими микросхемами считывания, подключенными к разным платам AFCK, была стабильной. Также была протестирована работа системы считывания в потоковом режиме сбора данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований: 18-02-40119, 18-02-40113 и 19-32-90001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ablyazimov T., Abuhoza A., Adak R.P., Adamczyk M., Agarwal K., Aggarwal M.M., Ahammed Z., Ahmad F., Ahmad N., Ahmad S., Akindinov A., Akishin P., Akishina E., Akishina T., Akishina V. et al.* // *Eur. Phys. J.* 2017. V. A53. P. 3. <https://doi.org/10.1140/epja/i2017-12248-y>
2. The STS Workgroup and the CBM Collaboration. *Heuser J.M. et al.* // Technical Design Report for the CBM Silicon Tracking System (STS). 2013. <https://repository.gsi.de/record/54798/files/GSI-Report-2013-4.pdf>
3. *Ablyazimov T.O., Akishin P.G., Akishina V.P., Aksinenko V.D., Alfeev A.V., Alfeev V.S., Avdejchikov V.V., Averianov A.V., Avramenko S.V., Babkin V.A., Baginyan S.A., Balandin V.P., Basylev S.N., Belyakov D.V., Boguslavsky I.V. et al.* // Conceptual Design Report BM@N – Baryonic Matter at Nuclotron. 2013. https://nica.jinr.ru/files/BM@N/BMN_CDR.pdf
4. *Kasinski K., Kleczek R., Szczygiel R.* // *JINST.* 2016. V. 11. C02024. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/02/C02024>
5. *Loizeau P.-A., Emschermann D., Lehner J.* // *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 2015. V. 9662. P. 96622X. <https://doi.org/10.1117/12.2205820>
6. *Lehnert J., Byszuk A.P., Emschermann D., Kasinski K., Müller W.F.J., Schmidt C.J., Szczygiel R., Zabolotny W.M.* // *JINST.* 2017. V. 12. C02061. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/C02061>
7. *Zabolotny W.M., Kasproicz G.* // *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 2014. V. 9290. P. 929023. <https://doi.org/10.1117/12.2073377>
8. *Hutter D., De Cuveland J., Lindenstruth V.* // *Journal of Physics: Conference Series.* 2017. V. 898. № 3. P. 032047.
9. *Zabolotny W.M., Byszuk A.P., Emschermann D., Gu-miński M., Hutter D., Kasproicz G.H., Poźniak K.T., Romaniuk R.* // *Proc. SPIE Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments.* 2018. V. 10808. P. 108083X. <https://doi.org/10.1117/12.2501415>
10. *Ноздрин М.А., Кобец В.В., Тимонин Р.В., Трифонов А.Н., Ширков Г.Д., Жемчужов А.С., Новиков И.И.* // *Письма в ЭЧАЯ.* 2020. Т. 17. № 4(229). С. 663. <https://elibrary.ru/item.asp?id=43853206>
11. *Dementev D., Kharlamov P., Murin Yu., Shitenkov M., Voronin A.* // *CBM Progress Report* 2018. 2019. P. 23. <https://repository.gsi.de/record/220128/files/CBM-ProgressReport2018.pdf>, <https://doi.org/10.15120/GSI-2019-01018>
12. *Meder L., Dreschmann M., Sander O., Becker J.* A signal distribution board for the timing and fast control master of the CBM experiment. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/02/C02001>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.082

ПРИМЕНЕНИЕ СХЕМЫ ЕМКОСТНОГО ДЕЛЕНИЯ СИГНАЛА ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ЧИСЛА КАНАЛОВ СЧИТЫВАНИЯ МНОГОКАНАЛЬНЫХ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ С p – n -ПЕРЕХОДОМ

© 2023 г. А. В. Горбунов^{а,*}, Д. Е. Карманов^а

^аНИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

*e-mail: gorbunov.av18@physics.msu.ru, gorbunovav@my.msu.ru

Поступила в редакцию 13.06.2022 г.

После доработки 28.06.2022 г.

Принята к публикации 21.08.2022 г.

Рассматривается электронная схема, позволяющая в определенных случаях существенно уменьшать число каналов считывания в кремниевых координатных датчиках на основе матрицы p – i – n -структур (стриповых или падовых) без потери точности измерения координаты. Электронная схема представляет собой цепочку внешних конденсаторов, соединяющую структуры датчика. При срабатывании одной из структур сигнал распространяется по цепочке конденсаторов емкостного делителя до ближайших каналов считывания. По изменению величины сигнала можно определить исходный номер сработавшей структуры.

Проведено математическое моделирование предложенной схемы для типичных параметров детектора и считывающей электроники. Математическая модель позволила оптимизировать параметры схемы в зависимости от параметров датчика и электроники считывания. Результаты моделирования подтверждены экспериментальными измерениями на нескольких макетах прибора.

Показано, что для определенных условий применения, когда сигнал в детекторе достаточно велик, например при регистрации ядер с зарядом $Z > 6$, можно, используя стандартные маломощные операционные усилители, добиться точного восстановления номера сработавшей структуры в цепочке из не менее чем тридцати структур, считывая только две крайние структуры.

DOI: 10.31857/S0032816223010160, EDN: JWQGFQ

1. ЗАДАЧА УМЕНЬШЕНИЯ ЧИСЛА КАНАЛОВ СЧИТЫВАНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ КООДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОМ ДЕТЕКТОРЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ МАТРИЦЫ p – n -ПЕРЕХОДОВ

В настоящее время кремниевые детекторы с p – n -переходом, изготовленные по планарной технологии, являются одним из наиболее распространенных типов координатно-чувствительных датчиков ионизирующих частиц. В датчиках этого типа координата попадания частицы определяется по положению сработавшего чувствительного элемента.

Обычно считывание каждой структуры такого детектора происходит индивидуально. В этом случае необходимо каждую структуру подключать к собственному каналу считывающей электроники, что, очевидно, повышает сложность внешней многоканальной электроники, а также ее энергопотребление. Уменьшение числа выходных каналов считывания дискретного координатного де-

тектора с сохранением его координатной чувствительности является одной из важных проблем при разработке регистрирующих приборов с детекторами этого типа.

Уменьшение числа выходных каналов в стриповых дискретных координатных детекторах может быть достигнуто реализацией идеи деления сигнала на некотором делителе. Конкретные варианты реализации этой идеи рассмотрены в работах [1–3]. Предлагалось проводить считывание не каждого, а n -го стрипа, где $n = 2$ –10 в разных предложениях. Предполагается, что сигнал из нечитываемых стрипов будет достигать ближайших считываемых, распространяясь по цепочкам межстриповых сопротивлений R_b (рис. 1, правая часть) или межстриповых емкостей C_b (рис. 1, левая часть). В первом случае реализуется резистивный делитель сигнала, во втором случае работает емкостный делитель. В обоих случаях процесс в простейшем приближении можно описывать как деление заряда (индуцированного частицей в

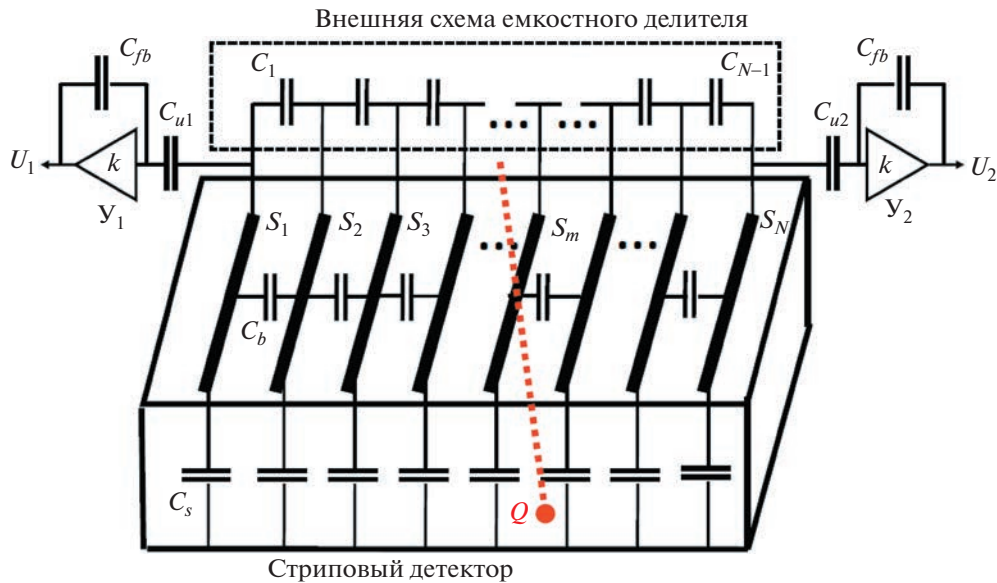


Рис. 2. Схема стрипового детектора с подключенной внешней схемой емкостного делителя. В стрип S_m попадает ионизирующая частица и создает ионизационный заряд Q .

С другой стороны, у такого подхода есть и очевидный минус: размеры даже миниатюрных керамических конденсаторов не позволяют располагать их плотнее, чем с шагом в доли миллиметра, т.е. подход применим только для координатных систем, использующих датчики с шагом также не менее сотен микрометров. Однако задачи, удовлетворяющие этому условию, существуют. Так, координатные датчики с разрешением в доли миллиметра полезны как часть калориметрических систем (в том числе в системах, измеряющих энерговыделение в тонких слоях, — dE/E -телескопах), где использование этих датчиков позволяет уточнить наклон трека частиц по отношению к калориметрическим датчикам и, соответственно, правильно нормировать энерговыделение на длину трека. Важно отметить [1], что идеи емкостного деления заряда работоспособны только при условии применения для считывания сигнала усилителей с определенными свойствами. Для емкостного делителя все расчеты [4] основаны на том соображении, что входная емкость усилителя велика и неизменна (много больше емкостей C_s и, по крайней мере, не меньше C_b , см. рис. 1). Только в этом случае можно рассматривать процесс стекания заряда, индуцированного частицей, из несчитываемого стрипа в усилитель как деление заряда между емкостями делителя. Для считывания сигналов с кремниевых детекторов, как правило, используется зарядочувствительный усилитель (ЗЧУ) [6], для которого это условие выполняется.

Рассмотрим более подробно, как именно восстанавливается номер сработавшего канала датчика в схеме емкостного деления (см. рис. 2).

Здесь и далее в статье используются следующие обозначения:

- $S_1 - S_N$ — стрипы (структуры) детектора;
- C_b — емкости между структурами детектора (далее считаем, что между структурами одного датчика они одинаковы);
- $C_{s1} - C_{sN}$ — емкости структур детектора на заднюю сторону (далее считаем, что эти емкости также одинаковы: $C_s = C_{s1} - C_{sN}$);
- $R_1 - R_N$ — резисторы смещения структур детектора (далее считаем, что эти резисторы также одинаковы: $R = R_1 - R_N$);
- $C_1 - C_{N-1}$ — внешние керамические конденсаторы схемы емкостного делителя (далее считаем, что емкости всех конденсаторов делителя одинаковы: $C = C_1 - C_{N-1}$);
- $Y_1 - Y_3$ — зарядочувствительные усилители считывания сигналов;
- C_{u1}, C_{u2}, C_{u3} — внешние керамические конденсаторы на входах зарядочувствительных усилителей $Y_1 - Y_3$ (далее считаем, что емкости этих конденсаторов также одинаковы: $C_u = C_{u1} - C_{u3}$);
- C_{fb} — емкости обратной связи усилителей $Y_1 - Y_3$;
- Q — заряд, создаваемый ионизирующей частицей в треке, прошедшем через структуру m детектора;
- U_1, U_2, U_3 — сигналы на выходах усилителей, созданные зарядом Q .

По величинам сигналов U_1 и U_2 (см. рис. 2) можно определить номер m структуры, а значит, и координату прохождения ионизирующей частицы. В простейшем приближении, не учитывая

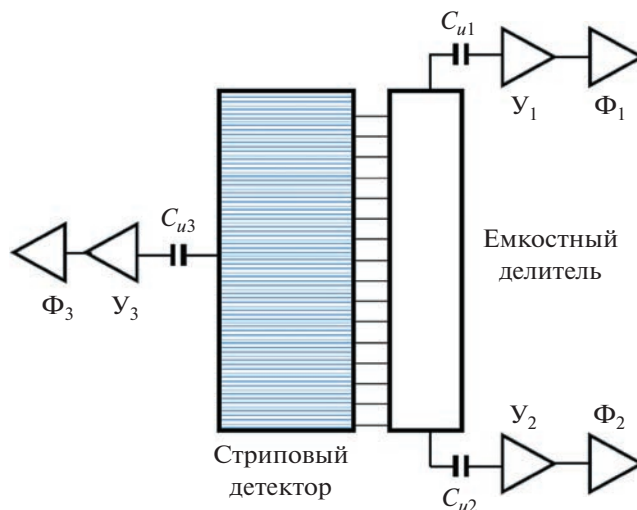


Рис. 3. Блок-схема моделируемого устройства емкостного делителя. Y_1 – Y_3 – усилители; Φ_1 – Φ_3 – формирователи сигнала.

щем потери сигнала на емкостях C_s структур детектора, выражение для m дается формулой (1):

$$m = (N - 1) \frac{U_1}{U_1 + U_2}, \quad (1)$$

где N – число стрипов.

Ее уточнением является формула, полученная с учетом соотношения емкостей делителя C_1 и входных емкостей усилителей C^* :

$$m = \left(N - 1 + 2 \frac{C}{C^*} \right) \frac{U_1}{U_1 + U_2} - \frac{C}{C^*}. \quad (2)$$

Далее предполагается, что входная емкость усилителя C^* определяется последовательным включением емкостей C_u и входной емкостью

ЗЧУ kC_{fb} : $C^* = \frac{C_u k C_{fb}}{(C_u + k C_{fb})}$. В формулах (1) и (2) не

учитываются потери сигнала на емкостях структур C_s . Аналитический расчет с учетом C_s возможен (см. [4]), однако он не дает общего результата, в который число стрипов N входило бы как параметр.

Из (2) легко получить оценку ошибки определения величины m (т.е. координаты), связанной с точностями измерений U_1 и U_2 :

$$\sigma_m = \frac{\sqrt{(\sigma_{U_1} U_2)^2 + (\sigma_{U_2} U_1)^2}}{(U_1 + U_2)^2} \left(N - 1 + 2 \frac{C}{C^*} \right). \quad (3)$$

Отсутствие аналитического выражения для зависимости $m(U_1, U_2)$ с учетом C_s не позволяет выбрать оптимальное значение величин емкостей C делителя. Простое соображение, что емкость C

должна быть “как можно больше”, некорректно, так как при бесконечном увеличении емкостей делителя сигнал перестает изменяться от одной ячейки делителя к другой. Кроме того, в этом случае усилители на концах делителя начинают “чувствовать друг друга”, формально это означает, что на входе усилителя 1 непосредственно появляется очень большая входная емкость C^* усилителя 2 (и наоборот). При этом известно [6], что шум на выходе ЗЧУ растет пропорционально величине емкости на его входе. Таким образом, при предельно больших величинах емкостей делителя схема будет давать большие шумы (σ_{U_1} и σ_{U_2}), а сигналы U_1 и U_2 будут слабо зависеть от величины m . С другой стороны, уменьшая емкости делителя, мы приходим к ситуации, когда для большого числа стрипов N сигнал из внутренних ячеек делителя ($m \approx N/2$) полностью остается на емкостях структур C_s и не доходит до усилителей: $U_1 \approx U_2 \approx 0$.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАЛЬНОЙ СХЕМЫ ДЕЛИТЕЛЯ НА ВНЕШНИХ КОНДЕНСАТОРАХ

Основная задача моделирования схемы делителя – выбрать емкости конденсаторов делителя так, чтобы для заданной величины ионизационного сигнала Q номер m сработавшей ячейки делителя можно было определить с точностью до одной ячейки ($\sigma_m < 1$) и при этом количество ячеек (т.е. количество несчитываемых структур) должно быть максимальным.

Моделирование выполнено с помощью пакета программного обеспечения “Altium Designer 20”.

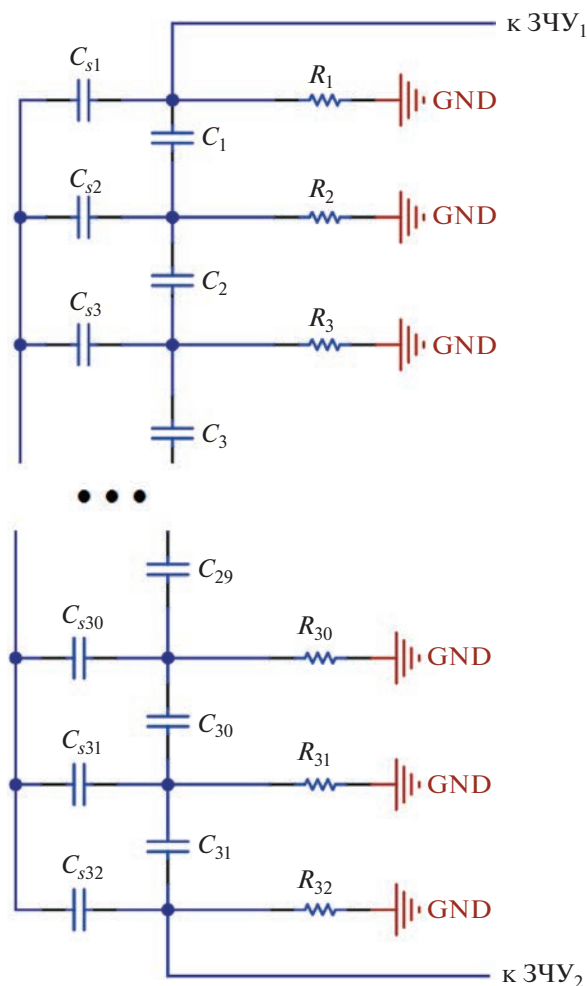


Рис. 4. Емкостный делитель в варианте параллельного подключения резисторов смещения структур детектора. ЗЧУ – зарядочувствительный усилитель.

Моделируемое устройство представляет собой стриповый детектор, к каждому стрипу которого подключен канал емкостного делителя, а к концам делителя и к задней стороне детектора – каналы считывания. Каждый из трех каналов считывания включает в себя схему ЗЧУ (усилители Y_1 – Y_3) и частотный фильтр (формирователи сигнала Φ_1 – Φ_3). Упрощенная блок-схема устройства представлена на рис. 3. Схема смещения детектора учитывалась в моделировании частично (см. далее).

Для реализации ЗЧУ и формирователей использовалась разработанная и испытанная ранее схема “ЗЧУ + формирователь” на быстрых малошумящих операционных усилителях, описанная в [7], эта часть схемы в ходе моделирования не изменялась. В качестве формирователя сигнала ЗЧУ использовался RC - CR частотный фильтр как наиболее простой в реализации. Параметры резисторов

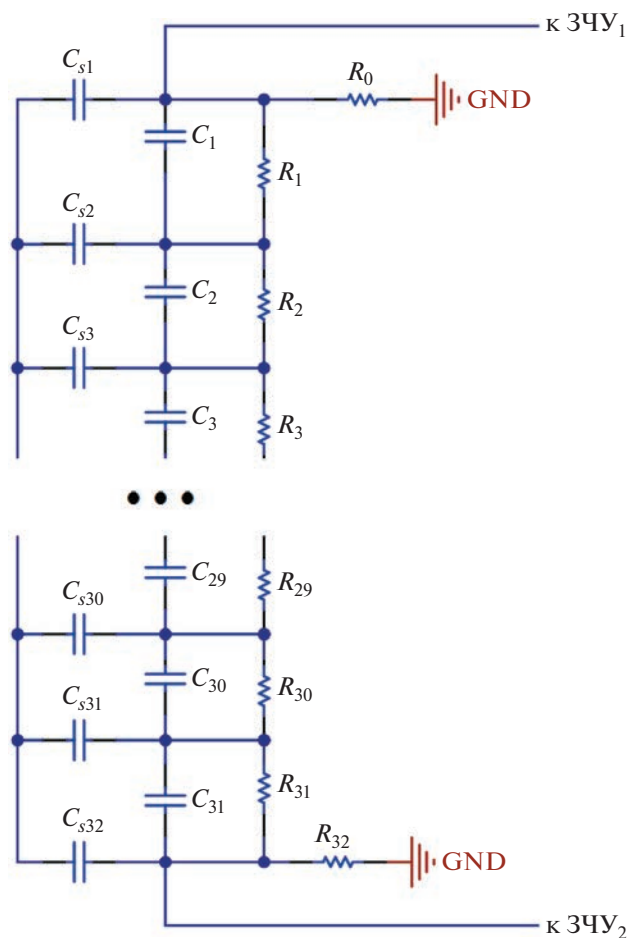


Рис. 5. Емкостный делитель в варианте последовательного подключения резисторов смещения.

сторов и конденсаторов в частотном фильтре выбраны таким образом, чтобы постоянные времени интегрирования и дифференцирования были равны 3 мкс. Для кремниевых детекторов такое время формирования считается близким к оптимальному по уровню шумов [8].

В моделируемом устройстве используется три канала считывания. Канал 3, подключенный к задней стороне детектора, вообще говоря, не должен влиять на схему емкостного деления. Однако его, желательно, учесть в моделировании, так как он использовался на этапе создания прототипа устройства. Третий канал дает сигнал, амплитуда которого не зависит от места попадания ионизирующих частиц в детектор, что позволяет удобно настроить порог срабатывания компаратора, сигнал которого используется для запуска считывания данных с каналов 1 и 2.

Пакет моделирования “Altium Designer 20” не дает возможности использовать подробную модель кремниевого стрипового детектора. Из-за этого для целей данной работы в схеме емкостно-

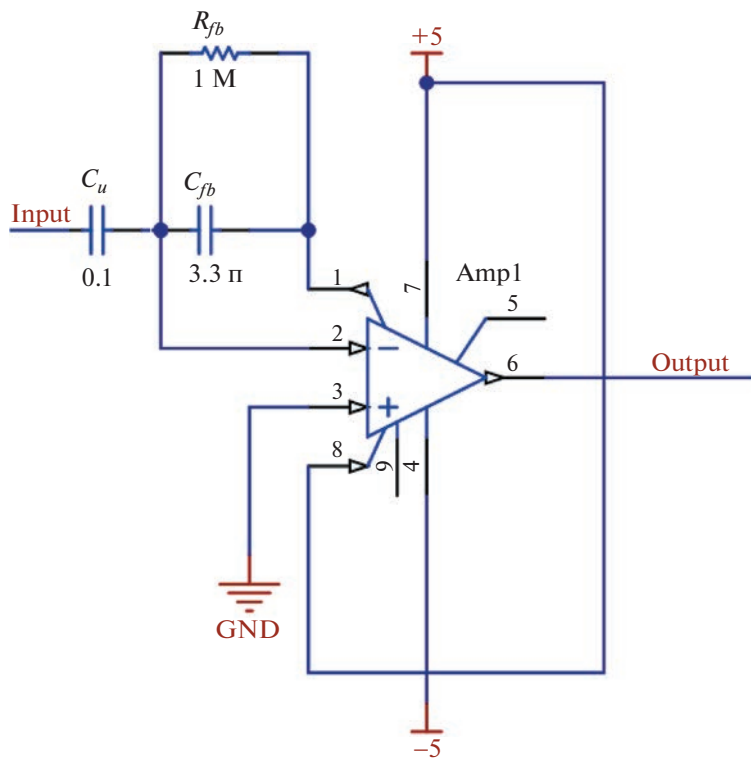


Рис. 6. Принципиальная схема моделируемого зарядочувствительного усилителя (схемы одинаковы для Y_1 , Y_2 , Y_3). Amp1 – операционный усилитель ADA4817-1ARDZ; R_{fb} – резистор обратной связи ЗЧУ; C_{fb} – конденсатор обратной связи ЗЧУ.

го делителя в емкостях C_1 – C_{N-1} делителя учтены сравнительно малые межструктурные емкости C_b детектора, а также в схему добавлены некоторые элементы принципиальной схемы детектора:

- C_{s1} – C_{sN} – емкости структур на обратную сторону детектора;
- R_1 – R_N – резисторы смещения структур детектора.

Резисторы смещения структур являются источником шумов для схем считывания и могут включаться в схему делителя двумя способами. Принципиальные схемы делителей с указанными добавлениями элементов детектора показаны на рис. 4 и 5, схемы как раз и различаются по способу подключения резисторов смещения. На схемах указанное число каналов детектора $N = 32$, однако рассматривался и вариант с $N = 12$.

Резисторы смещения R моделировались в двух вариантах: с сопротивлениями 510 кОм и 30 МОм (сопротивления резисторов для всех N структур одинаковы). Выбор номиналов продиктован тем соображением, что вклад в шум этих резисторов падает с ростом их сопротивления, а номинал 30 МОм близок к максимально доступному номиналу миниатюрных резисторов.

Емкости структур детектора C_{s1} – C_{sN} моделировались также в двух вариантах: 10 и 20 пФ. По

порядку величины это типичные значения для стриповых кремниевых детекторов размером в несколько сантиметров и с шагом около сотни микрон.

Емкости проходных конденсаторов C_{u1} – C_{u3} составляли при моделировании 100 и 1000 нФ. Принципиальные схемы ЗЧУ и формирователя представлены на рис. 6 и 7.

Сигнал от ионизирующей частицы моделировался как короткий прямоугольный импульс тока длительностью 40 нс, подаваемый в ячейку m емкостного делителя (в точку соединения конденсаторов C_s , C_{m-1} и C_m на рис. 4 и 5), при этом величина инжектируемого заряда Q определялась амплитудой токового импульса. Типичный вид сигнала на выходах схемы “усилитель + формирователь” представлен на рис. 8.

На первом этапе моделирования качественно исследовались зависимости выходных сигналов U_1 и U_2 с каналов регистрации 1 и 2 от номера ячейки делителя m , в которую инжектировался заряд. Моделирование проводилось с величинами емкостей конденсаторов в цепи делителя C : 1, 10, 100, 1000 нФ. Для дальнейшего рассмотрения удобно представлять сигналы U_1 и U_2 с “плеч” делителя в виде соотношения $U_1/(U_1 + U_2)$.

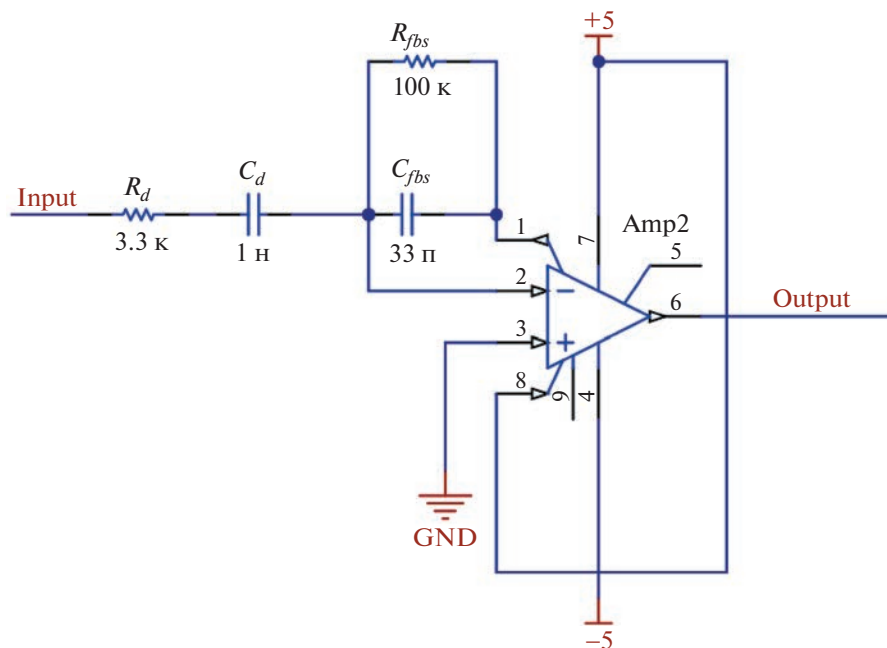


Рис. 7. Принципиальная схема моделируемого частотного фильтра (схемы одинаковы для Φ_1 , Φ_2 , Φ_3). C_d — конденсатор формирователя, связанный с дифференциатором; R_d — резистор формирователя, связанный с дифференциатором; R_{fbs} — резистор формирователя, связанный с интегратором; C_{fbs} — конденсатор формирователя, связанный с интегратором.

На втором этапе моделирования исследовались шумы в каналах регистрации (после формирования) при различных емкостях конденсаторов делителя, различных сопротивлениях резисторов R_0 – R_N и для различных емкостей C_s структур детектора.

На третьем этапе исследовалась зависимость координатного разрешения от величины входного заряда Q .

Отметим, что здесь и далее рассматриваются амплитуды сигналов (U_1 , U_2 и U_3) и шумы (σ_{U1} , σ_{U2} и σ_{U3}) в каналах 1, 2 и 3 после схем формирователя.

Результаты первого этапа моделирования для $N = 32$ представлены на рис. 9. Видно, что лучшие условия для восстановления координаты достигаются при емкостях делителя C в диапазоне 10–100 нФ. В этом диапазоне зависимость $U_1/(U_1 + U_2)$ от m линейна с хорошей точностью, что позволяет использовать для определения номера m ячейки формулу (2). При малых значениях емкости линейность зависимости пропадает, а при больших — зависимость от m линейная, но пологая. Для $N = 12$ характер зависимости слабо изменяется. Такое поведение совпадает с предварительным рассмотрением, сделанным ранее в разд. 1. Отметим, что формы зависимостей на рис. 9 не зависят от величины инжектируемого сигнала и от уровня шумов в каналах 1 и 2.

На втором этапе моделирования исследовались шумы в каналах 1, 2 и 3 при значениях емко-

стей делителя C 10 и 100 нФ, которые выше были признаны более оптимальными. Моделировалось несколько вариантов схемы делителя с различными параметрами элементов. Для расчетов шумов в “Altium Designer 20” необходимо инжектировать в какую-либо ячейку делителя некоторый за-

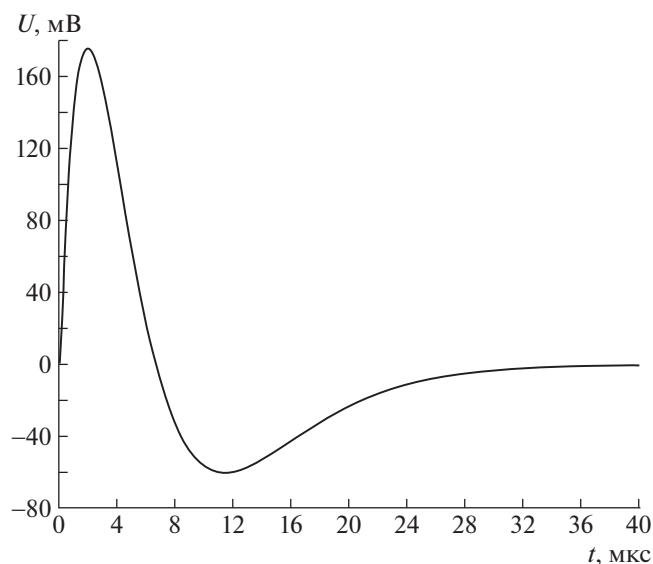


Рис. 8. Типичный результат моделирования формы и амплитуды импульса на выходах схемы “усилитель + формирователь” емкостного делителя.

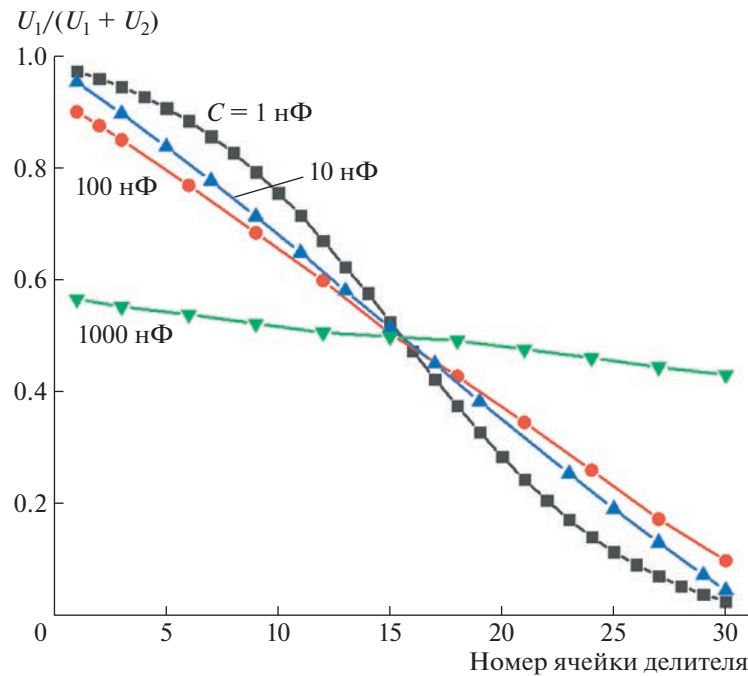


Рис. 9. Расчетные зависимости $U_1/(U_1 + U_2)$ от m для разных емкостей конденсаторов делителя.

ряд Q , однако его величина и конкретная ячейка делителя не влияют на результат. Также нужно выбрать полосу частот, в которой будет проводиться интегрирование частотной плотности шумов. В нашем случае полоса была ограничена 100 МГц, что далеко превосходит полосу пропускания частотных фильтров $\Phi_1\text{--}\Phi_3$, и частотная плотность шумов в этой полосе мала. Результаты расчетов шумов представлены в табл. 1–3. Согласно данным табл. 1:

- шумы в каналах 1 и 2 делителя больше для *бóльших* емкостей делителя C и уменьшаются с увеличением N , т.е. фактически шум в каналах делителя уменьшается при меньшей последовательной емкости всех ячеек делителя;
- шум канала 3 (с задней стороны датчика) заметно меньше, чем в каналах 1, 2, и не зависит от емкостей делителя.

Таким образом, можно сделать вывод, что оптимальная величина конденсаторов делителя — это *минимальная величина*, при которой зависимость $U_1/(U_1 + U_2)$ от m *сохраняет линейность*. Для наших параметров этому условию лучше соответствует емкость делителя 10 нФ как для $N = 12$, так и для $N = 32$.

Из результатов табл. 2 видно, что для достаточно больших сопротивлений резисторов смещения, $R \geq 500$ кОм, схема подключения (последовательная или параллельная) практически не

влияет на шумы каналов считывания делителя, а сами шумы с ростом сопротивления резисторов смещения от 510 кОм до 30 МОм не изменяются. Согласно результатам табл. 3, при увеличении емкости C_s структур детектора с 10 до 20 пФ шумы ожидаемо возрастают, однако для выбранных величин C_s это увеличение незначительно (по сравнению с влиянием на шум величины емкостей делителя).

На третьем этапе моделирования для оптимальной величины емкости конденсаторов делителя $C = 10$ нФ и для двух вариантов числа структур в датчике ($N = 12$ и 32) исследовалась зависимость точности восстановления номера сработавшей структуры σ_m от величины инжектируемого в датчик заряда Q . В ходе расчетов заряд Q инжектиро-

Таблица 1. Расчетные величины шумов σ_U , мВ, на выходах каналов 1, 2, 3 при $C_s = 10$ пФ

Количество ячеек делителя N	$C = 10$ нф			$C = 100$ нф		
	σ_{U_1}	σ_{U_2}	σ_{U_3}	σ_{U_1}	σ_{U_2}	σ_{U_3}
12	11.29	11.29	1.80	38.36	38.36	1.81
32	5.35	5.35	3.82	26.83	26.83	4.05

вался в центральную ячейку делителя ($m \approx N/2$). Величина Q изменялась от 100 до 1000 фКл. Для каждого значения Q по результатам моделирования получены сигналы U_1 и U_2 , после чего по формуле (3) определялась величина σ_m . Дисперсии σ_{U_1} и σ_{U_2} берутся из уже выполненных расчетов шумов (см. табл. 1), так как шумы не зависят от величины сигнала. Остальные параметры схемы были выбраны следующими: $R = 510$ кОм (схема последовательная), $C_s = 10$ пФ. Результаты расчетов представлены на рис. 10. Видно, что для $N = 12$ схема позволяет определять координату частицы с точностью до одной структуры датчика (т.е. $\sigma_m < 0.5$) при уровне сигналов > 110 фКл, а для $N = 32$ такая точность достигается только для сигналов > 140 фКл. Для типичного кремниевого датчика толщиной 300 мкм сигналы такой величины создаются релятивистскими частицами с зарядами $Z > 5$ (для $N = 12$) и $Z > 6$ (для $N = 32$).

В заключение был исследован вопрос зависимости точности восстановления номера сработавшей структуры от номера сработавшей ячейки делителя. Для этого заряд Q инжектировался последовательно во все ячейки делителя, для каждой точки инъекции проводился расчет величин сигналов U_1 и U_2 , дисперсии σ_{U_1} и σ_{U_2} , как и ранее, брались из расчетов шумов, после чего по формуле (3) рассчитывалась величина σ_m для каждой ячейки инъекции. Величина Q составила 110 фКл для $N = 12$ и 140 фКл для $N = 32$. На рис. 11 представлены полученные результаты в виде зависимости σ_m от номера ячейки m , в которую инжектировался заряд. Расчет сделан как для величины $C = 10$ нФ, близкой к оптимальной, так и для большей величины, $C = 100$ нФ, где шумы значительно выше. Видно, что ошибка минимальна в середине емкостного делителя и максимальна на краях, однако эти изменения не превышают 10% для делителей с $C = 10$ нФ как для $N = 12$, так и для $N = 32$.

3. ПРОТОТИП КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ПРИБОРА С ПРИМЕНЕНИЕМ СХЕМЫ ЕМКОСТНОГО ДЕЛИТЕЛЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЕГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Представленные в разд. 2 результаты моделирования в целом подтверждают работоспособность предложенной выше схемы емкостного деления. Однако интересно проверить качество работы на “живом” приборе. Для этого создан прототип координатно-чувствительного прибора с применением схемы емкостного делителя. В ос-

Таблица 2. Расчетные величины шумов для различных сопротивлений резисторов R смещения структур и двух вариантов подключения этих резисторов (см. рис. 4 и 5)

Схема включения	σ_{U_1} , мВ, при R	
	510 кОм	30 МОм
Последовательно	26.83	26.83
Параллельно	26.86	26.83

Примечание. Остальные параметры схемы: $N = 32$, $C_{u1} - C_{u3} = 1000$ нФ, $C_s = 10$ пФ. Результаты для каналов 1 и 2 совпадают. Шум канала 3 заметно меньше и не показан

Таблица 3. Расчетные величины шумов для различных емкостей C_s на обратную сторону детектора

Количество ячеек делителя N	σ_{U_1} , мВ, при C_s , пФ	
	10	20
12	11.29	11.48
32	5.35	6.30

Примечание. Другие параметры схемы: $R = 510$ кОм (схема подключения резисторов — последовательная). Результаты для каналов 1 и 2 совпадают

нове созданного прибора многоканальные кремниевые датчики:

- падовая матрица из 12-ти независимых кремниевых датчиков площадью по 1 см²;
- стриповый датчик размером 6 × 6 см с 32-мя стрипами шагом около 2 мм.

Датчики смонтированы на текстолитовых платах, где размещены также конденсаторы C емкостного делителя и резисторы смещения R для каждого канала. Реализована схема с последовательным подключением резисторов смещения (см. рис. 5). Фотография платы с 32-канальным стриповым датчиком и схемой делителя представлена на рис. 12. Общий вид прототипа с платой электроники и подключенной к ней детекторной матрицей с 12-ю падовыми датчиками представлен на рис. 13. Как и в моделировании, электроника считывания включает в себя 3 канала (два канала считывают сигнал с концов схемы делителя, третий канал подключен к задней стороне детектора). Каждая схема считывания содержит ЗЧУ и частотный фильтр с параметрами, представленными в разд. 2. Сигналы U_1 , U_2 с двух каналов, подключенных к делителю, подаются далее на устройства аналоговой памяти (УВХ — устройство выборки-хранения), с которых поступают на внешний АЦП. АЦП осуществляет измере-

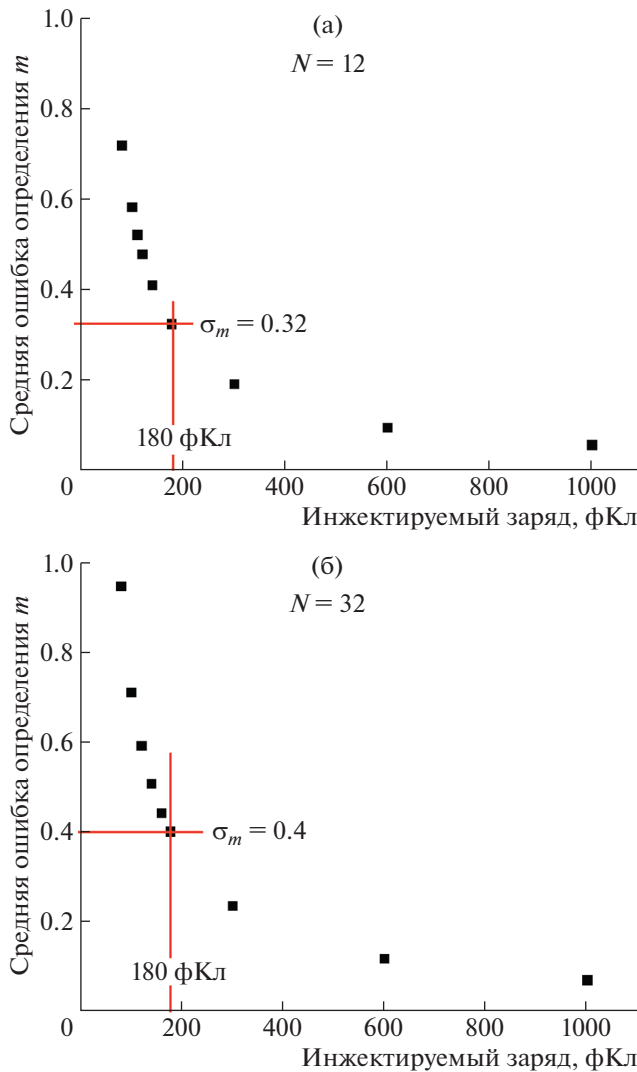


Рис. 10. Расчетная зависимость σ_m от величины инжектируемого заряда Q для $N = 12$, $m = 6$ (а) и $N = 32$, $m = 15$ (б). Емкость конденсаторов делителя $C = 10$ нФ. Выделена величина $Q = 180$ фКл, соответствующая сигналу от α -источника, который использовался при экспериментальных работах с макетом прибора.

ние амплитуды сигналов U_1 , U_2 в момент достижения ими максимума (см. рис. 8). Момент оцифровки определяется по срабатыванию компаратора, подключенного к третьему каналу. Данные с АЦП записываются в компьютер для анализа. Блок-схема прототипа представлена на рис. 14.

В схеме для 12-ти падовых датчиков используются следующие величины резисторов и конденсаторов:

- $C_1 - C_{11} = 10$ и 100 нФ;
- $R = R_0 - R_{12} = 510$ кОм (схема последовательная).

Величина емкости падовых датчиков была измерена непосредственно на датчиках и составила

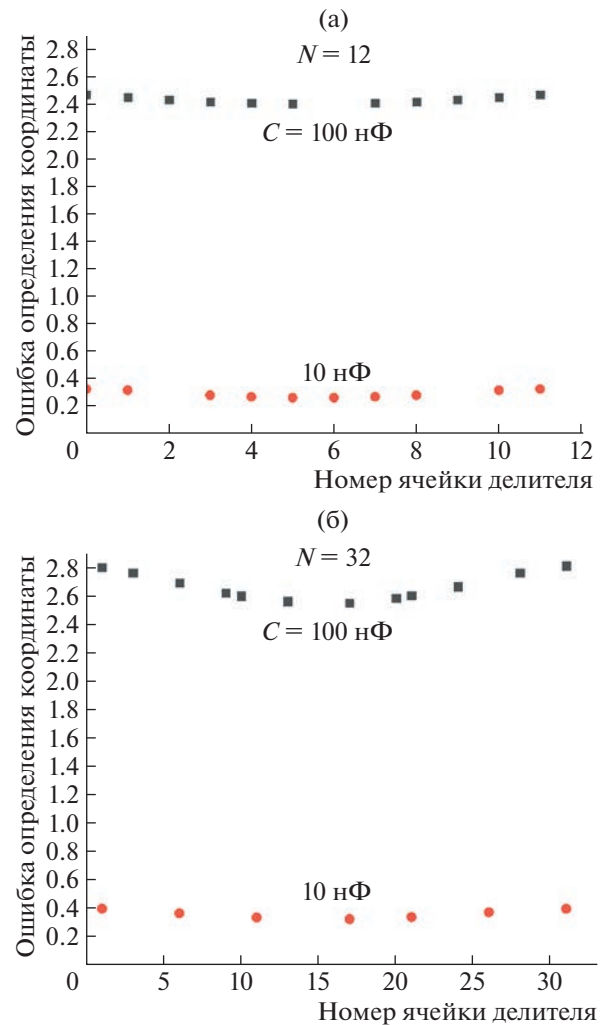


Рис. 11. Расчетная зависимость σ_m от m для $N = 12$ (а) и $N = 32$ (б). Емкости делителя C равны 10 и 100 нФ.

$C_s = 24$ пФ в рабочем состоянии при полном обеднении.

В схеме для 32-канального стрипового датчика использованы следующие величины резисторов и конденсаторов:

- $C_1 - C_{31} = 10$ и 100 нФ;
- $R = R_0 - R_{32} = 510$ кОм (схема последовательная).

Величина емкости стрипов была измерена непосредственно и составила $C_s = 32$ пФ в рабочем состоянии полного обеднения.

Для исследования координатного разрешения в прототипе использовался α -источник с энергией частиц ~ 4 МэВ, который коллимировался таким образом, чтобы в каждом положении источника засвечивался только один пад или стрип датчика. Альфа-частицы источника полностью

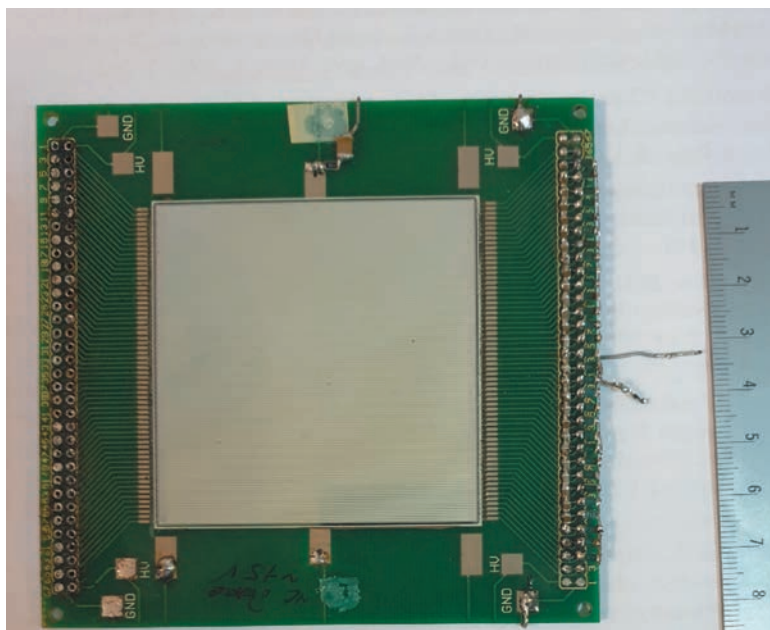


Рис. 12. 32-канальный стриповый датчик со схемой делителя на детекторной плате. Элементы схемы делителя и резисторы смещения подключены вдоль правого края платы.

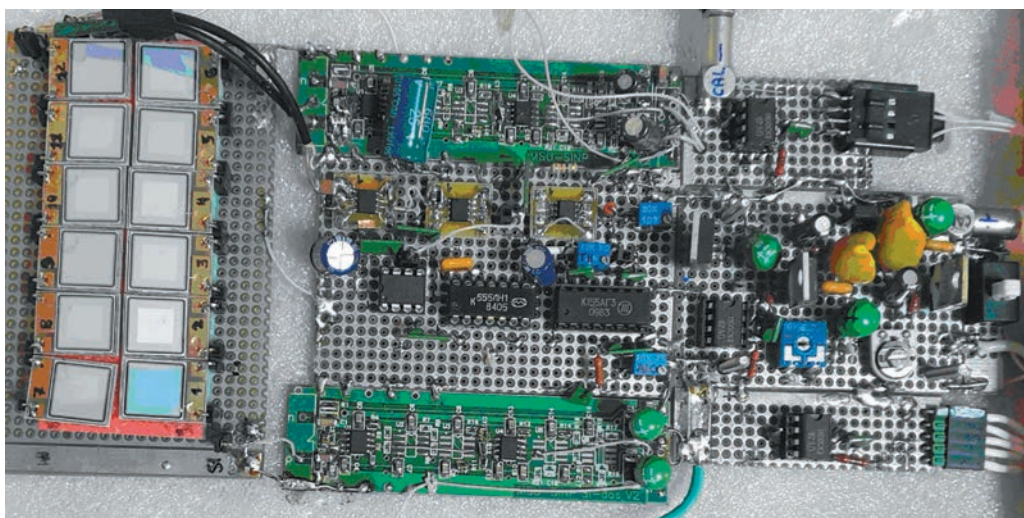


Рис. 13. Общий вид прототипа координатно-чувствительного прибора с применением схемы емкостного делителя с подключенной матрицей из 12-ти независимых падовых кремниевых датчиков (слева). Элементы схемы делителя и резисторы размещены снизу, под платой матрицы.

поглощаются в датчике, инжектируя в него заряд ~ 180 фКл.

Для каждой структуры (т.е. в каждом положении источника) регистрировалось около 1000 частиц. На падовой матрице облучение проводилось для восьми положений источника (т.е. для восьми структур), на 32-канальном стриповом датчике — для семи структур.

Облучались следующие структуры:

- для матрицы из 12-ти падовых структур: 1, 2, 4, 6, 8, 10, 11, 12;
- для 32-канального стрипового датчика: 1, 5, 10, 16, 21, 26, 30.

Непосредственный результат с α -источником — это 7 файлов данных (по количеству положений источника) для облучения падовой матрицы дат-

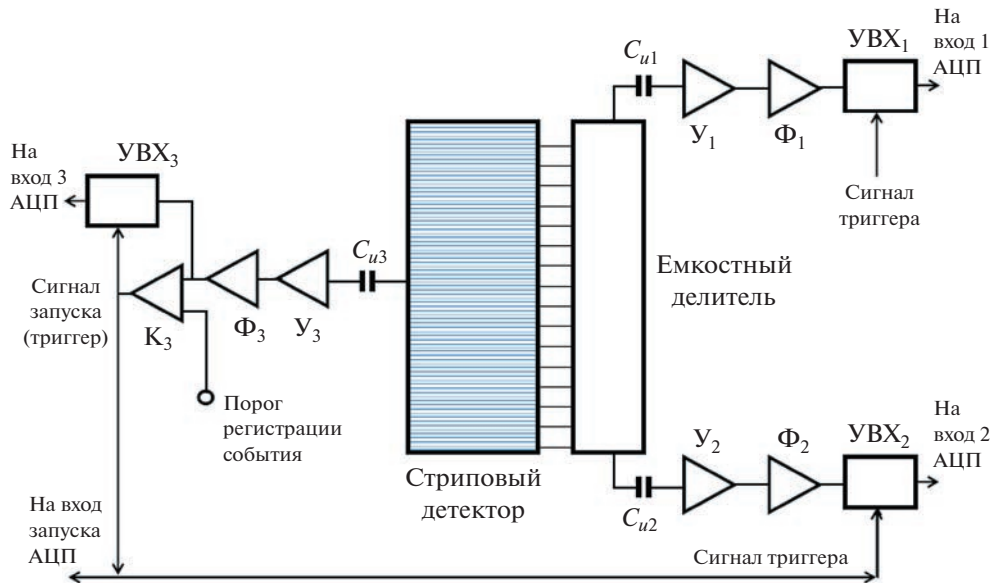


Рис. 14. Упрощенная блок-схема прототипа координатно-чувствительного прибора с применением схемы емкостного делителя. УВХ – устройство выборки-хранения; $У_1$ – $У_3$ – усилители; $Ф_1$ – $Ф_3$ – формирователи сигнала.

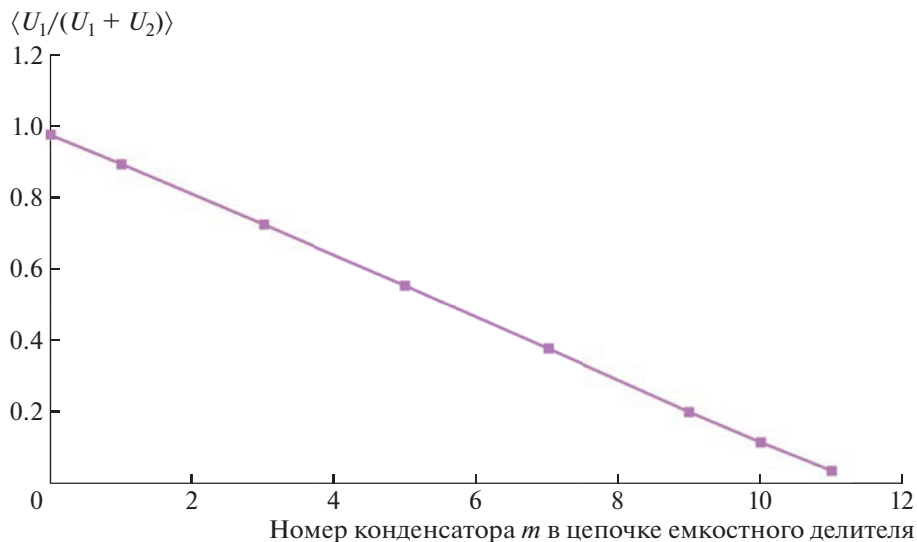


Рис. 15. Экспериментальные точки зависимости $\langle U_1 / (U_1 + U_2) \rangle$ от m для матрицы из 12-ти падовых датчиков ($N = 12$) с емкостями делителя $C = 10$ нФ.

чиков и 8 файлов для стрипового датчика. Каждый файл содержит амплитуды U_1 и U_2 с концов схемы делителя для примерно 1000 событий.

В несколько упрощенном виде процедура обработки этих данных выглядит следующим образом.

1. Для каждого события в каждом файле рассчитывается величина $U_1 / (U_1 + U_2)$.

2. Для каждого файла по всем событиям вычисляется среднее значение этой величины $\langle U_1 / (U_1 + U_2) \rangle$.

3. По всем файлам одного типа (т.е. для падовой матрицы и для стрипового датчика) строится график зависимости средней величины $\langle U_1 / (U_1 + U_2) \rangle$ в файле от номера m облученной структуры дат-

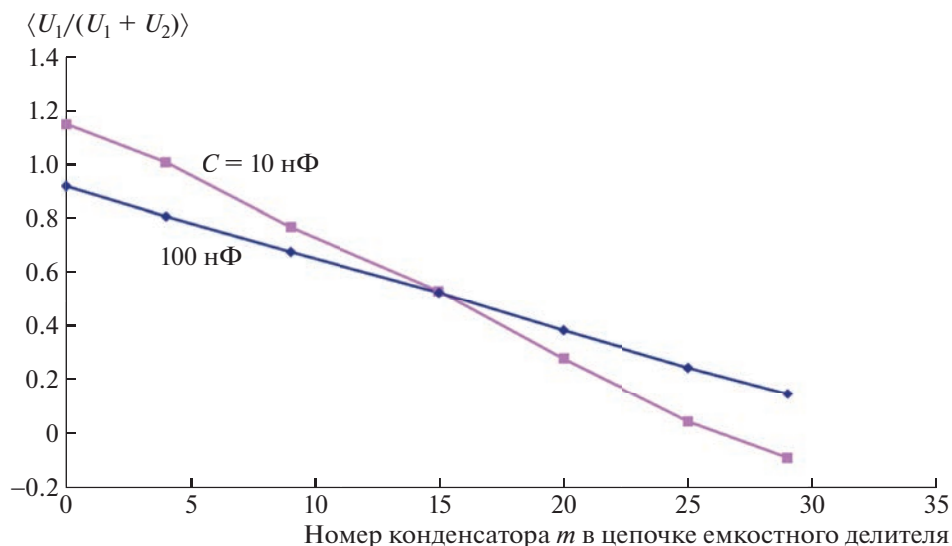


Рис. 16. Экспериментальные точки зависимости $\langle U_1/(U_1 + U_2) \rangle$ от m для матрицы из 32-канального стрипового датчика ($N = 32$) с емкостями делителя $C = 10$ и 100 нФ.

чика, данные облучения которой содержатся в этом файле.

4. Проводится аппроксимация полученной зависимости линейной функцией вида (2), в ходе аппроксимации варьируется параметр C^* .

5. Далее по формуле (2) для каждого события в каждом файле из величины $U_1/(U_1 + U_2)$ определяется m .

6. В каждом файле по всему массиву найденных значений m рассчитывается средняя величина $\langle m \rangle$ и ее среднеквадратическое отклонение σ_m .

Графики зависимостей $\langle U_1/(U_1 + U_2) \rangle$ от m для матрицы из 12-ти падовых датчиков и для 32-канального стрипового датчика представлены на рис. 15 и 16 соответственно. Видно, что и для $C^* = 10$ нФ, и для $C^* = 100$ нФ зависимость линейная, кроме того, для $C^* = 100$ нФ она более пологая, чем

для $C^* = 10$ нФ, что качественно соответствует результатам моделирования на рис. 9. Для $C^* = 10$ нФ результаты определения экспериментальных значений $\langle m \rangle$ и σ_m представлены на рис. 17. Также экспериментальные значения σ_m , усредненные по всем положениям источников, приведены в табл. 4, здесь же для сравнения даны и усредненные по всем ячейкам делителя модельные значения σ_m . Фактически, при регистрации α -частиц с энергией ~ 4 МэВ в 12-канальной падовой матрице схема емкостного делителя с оптимальными емкостями позволила правильно определить номер сработавшего канала для более чем 95% α -частиц. В остальных событиях сдвиг восстановленного канала от реального не превышал одного канала. Для 32-канального стрипового датчика ситуация хуже, хотя и в этом случае “промах” более чем на один канал наблюдался менее чем в 20% событий. Частотное распределение экспериментальных величин “промахов” для эксперимента с матрицей из 12-ти падовых детекторов представлено на рис. 18.

Таблица 4. Расчетные и экспериментальные величины ошибки восстановления ячейки m емкостного делителя для матрицы из 12-ти падовых датчиков и для 32-канального стрипового датчика

Количество ячеек делителя N (емкость конденсаторов делителя)	σ_m	
	Экспериментальные результаты	Результат моделирования (см. рис. 11)
12 ($C = 10$ нФ)	0.2	0.3
12 ($C = 100$ нФ)	1.6	2.5
32 ($C = 10$ нФ)	0.7	0.4
32 ($C = 100$ нФ)	2.0	2.7

4. ВЫВОДЫ

Выполненная работа позволяет сделать вывод, что в определенных условиях возможно существенное сокращение числа каналов считывания падовых или стриповых кремниевых детекторов при использовании схемы емкостного деления сигнала.

Показано, что для точного подбора оптимальной величины конденсаторов емкостного делителя можно использовать профессиональные программы моделирования параметров электрони-

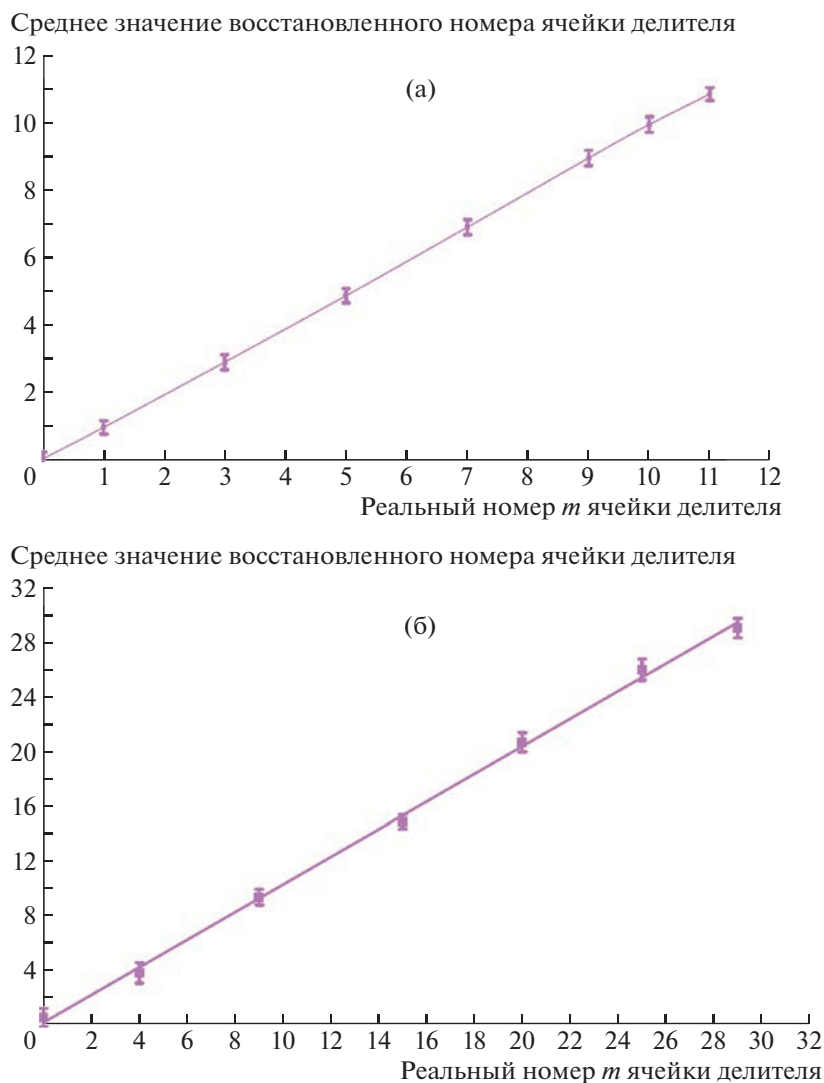


Рис. 17. Экспериментальные зависимости восстановленного значения $\langle m \rangle$ от реального m (по горизонтали): **а** — для матрицы из 12-ти падовых датчиков ($N = 12$) с емкостями делителя $C = 10$ нФ; **б** — для матрицы из 32-канального стрипового датчика ($N = 32$) с емкостями делителя $C = 10$ нФ.

ки. Это позволяет рассчитать величину сигналов и шумов в каналах регистрации на концах схемы деления и, используя простые аналитические выражения (2) и (3), с достаточной для задачи оптимизации точностью определить ожидаемые ошибки восстановления координаты для конкретной схемы.

Показано, что для емкостных делителей с числом каналов $N = 12$ и 32 при емкости одного канала датчика ~ 20 пФ оптимальная емкость конденсаторов делителя составляет около 10 нФ. Можно полагать, что вообще оптимальная величина емкости конденсаторов делителя должна превышать емкость структур датчика не менее чем на 2 порядка. В этих условиях шумы в каналах реги-

страции на концах схемы деления оказываются значительно выше, чем при индивидуальном подключении одного канала регистрации к одному каналу детектора. Этот результат ухудшает координатное разрешение схемы и ограничивает, с одной стороны, максимальное число каналов в схеме деления, а с другой — минимальный уровень энерговыделения в отдельном канале детектора, с которым схема способна обеспечить хорошее координатное разрешение. В частности, показано, что для емкостных делителей с числом каналов $N = 12$ и 32 координатное разрешение в один канал достижимо для уровня сигнала выше 110 пКл для $N = 12$ и выше 140 пКл для $N = 32$.

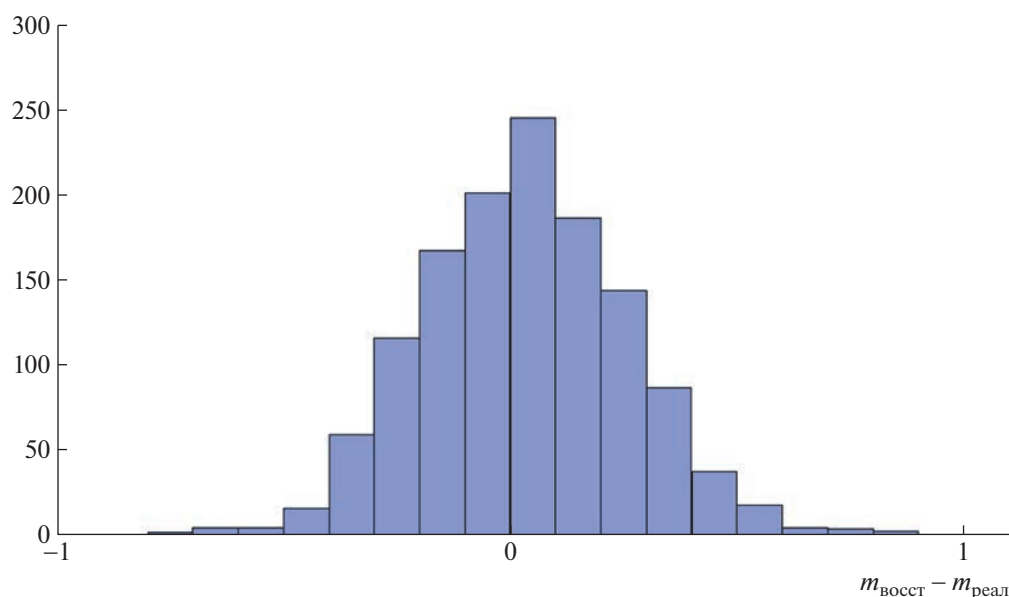


Рис. 18. Частотное распределение разности восстановленных номеров структур, в которые попадали α -частицы, и реальных (по положению коллиматора) для матрицы из 12-ти палочковых детекторов (емкости делителя $C = 10$ нФ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сандуковский В.Г., Савельев В.И. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1991. Т. 22. Вып. 6. С. 1347.
2. Laegsgaard E. // Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Т. 162. № 1–3. С. 93.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(79\)90708-0](https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90708-0)
3. England J., Hyams B., Hubbeling L., Vermeulen J., Weillhammer P. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1981. Т. 185. №. 1–3. Р. 43.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(81\)91192-7](https://doi.org/10.1016/0029-554X(81)91192-7)
4. Башинджагян Г.Л., Короткова Н.А. // ПТЭ. 2006. № 3. С. 27.
5. D0 Collaboration. Abazov V.M. et al. // Nucl. Instrum. And Methods. 2006. V. A565. P. 463.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.248>
6. Lutz G. Semiconductor radiation detectors. Berlin: Springer, 1999.
<https://doi.org/10.1007/978-3-540-71679-2>
7. Воронин А., Елин В., Кудряшов И., Меркин М. // Электроника: Наука, технология, бизнес. 2016. № 3. С. 54.
8. Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И., Кушнрук В.Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.384.66

СИСТЕМА ПИТАНИЯ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ТИПА ИЛУ

© 2023 г. В. В. Безуглов^а, А. А. Брызгин^а, А. Ю. Власов^а, Л. А. Воронин^а, Е. В. Дрогунов^а,
М. В. Коробейников^а, С. А. Максимов^а, **В. Е. Нехаев^а**, А. В. Пак^а, В. М. Радченко^а,
А. В. Сидоров^а, В. О. Ткаченко^а, Е. А. Штарклев^{а,*}

^аИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

*e-mail: shtarklev@gmail.com

Поступила в редакцию 07.07.2022 г.

После доработки 17.07.2022 г.

Принята к публикации 02.09.2022 г.

Описаны устройство и принцип работы импульсного модулятора, являющегося системой питания ускорителей серии ИЛУ, а также некоторые особенности, возникающие при его эксплуатации. Модулятор представляет собой устройство, являющееся нелинейной нагрузкой для питающей сети, вследствие чего во всех фазах сети питания возникает несимметричность формы тока за период сети. Это приводит к появлению постоянной составляющей тока в фазах питающего трансформатора. Для решения данной проблемы было предложено токовое симметрирование времени запуска модуляторов. С помощью данного метода также удается выравнивать величины эффективных токов по фазам. Другой проблемой является возможность появления в фазах сети питания высших по отношению к питающей частоте гармоник. Для снижения величин высших гармоник предлагается устанавливать в каждой фазе сети питания до модулятора дополнительные индуктивности, что позволяет снизить коэффициент гармоник в два раза.

DOI: 10.31857/S0032816223010044, EDN: JRNBCW

1. ВВЕДЕНИЕ

В ИЯФ СО РАН была разработана серия импульсных высокочастотных (ВЧ) ускорителей электронов типа ИЛУ на энергию 1–10 МэВ, которые используются как в режиме облучения электронами, так и в режиме тормозного излучения. Для питания этих мощных импульсных ускорительных устройств, состоящих из одного или нескольких резонаторов, использованы генераторы на основе мощных высокоэффективных электровакуумных приборов — триодов ГИ-50А. Анодное питание генераторов формируется модуляторами, основу устройства которых составляют формирующие линии с сосредоточенными параметрами и коммутирующие элементы из силовых тиристоров. Каждый модулятор содержит: низковольтный трехфазный выпрямитель, собранный по мостовой схеме (схема Ларионова), накопительный дроссель, формирующую линию, импульсный трансформатор, согласующий параметры модулятора и генератора; коммутационными элементами являются тиристоры [1]. Все ускорители серии ИЛУ работают с одним модулятором, лишь ускоритель ИЛУ-14 с энергией ускоренных электронов до 10 МэВ и мощностью тока

пучка до 100 кВт при частоте повторения импульсов тока пучка до 50 Гц питается от трех модуляторов [2]. Импульс формируется за счет предварительно заряженной до заданного напряжения емкостной составляющей линии. Модулятор выдает высоковольтный импульс напряжения на анод ВЧ-генератора амплитудой до 32 кВ и длительностью около 500 мкс. Формирующая линия заряжается от сети питания без трансформации до напряжения 8 кВ. Основные технические характеристики модулятора представлены ниже:

Амплитуда выходного импульса	30 кВ
Пределы регулирования	0–100%
Длительность импульса	500 мкс
Частота повторения импульсов	1–50 Гц
Питание: трехфазная сеть переменного тока	220 В
Рабочая частота сети питания	50–60 Гц
Суммарная потребляемая мощность	150 кВт

2. УСТРОЙСТВО ИМПУЛЬСНОГО МОДУЛЯТОРА

Рассмотрим работу одного модулятора, предназначенного для импульсного питания про-

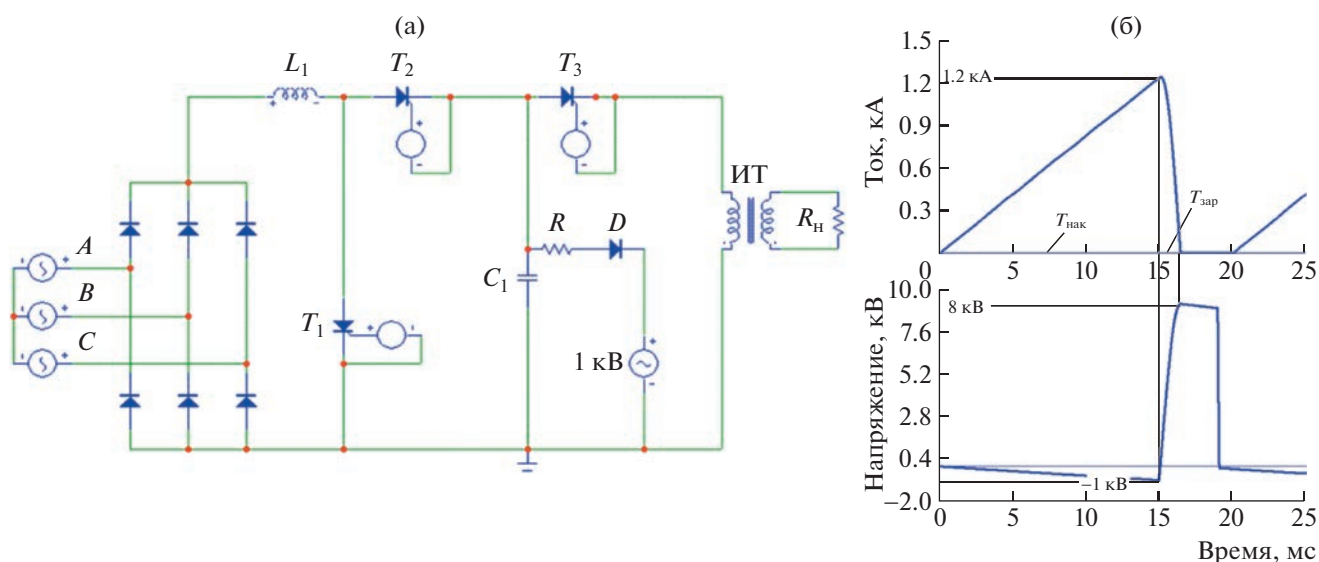


Рис. 1. а — схема импульсного накопления тока в индуктивности и зарядки емкости формирующей линии (T_1 – T_3 — синхронизируемые сборки коммутаторов; ИТ — импульсный трансформатор); б — временные диаграммы, поясняющие работу модулятора.

мышленных ускорителей электронов типа ИЛУ (с одним модулятором работают ускорители ИЛУ-7, ИЛУ-8, ИЛУ-10 и др.). Каждый модулятор содержит: управляемый трехфазный выпрямитель; линейный (с большим, равномерно распределенным по длине стального сердечника воздушным зазором) дроссель накопления L_1 ; емкость формирующей линии C_1 , равную 120 мкФ; синхронизируемые сборки коммутаторов T_1 – T_3 , набранные из тиристоров типа ТБ333-500-14. Принципиальная схема модулятора приведена на рис. 1а, на рис. 1б показаны временные диаграммы, поясняющие работу модулятора.

Рассмотрим выбор основных параметров и элементов модулятора. Время накопления для рабочего режима ускорителя электронов $T_{\text{нак}}$ равно 16 мс. При этом величина среднего тока накопления согласуется с величиной среднего тока тиристора T_1 (500 А). Величину индуктивности L_1 получаем из энергетического соотношения: $W_E = \frac{L_1 I^2}{2}$. При $W_E = 4000$ Дж, $I = 1200$ А получаем $L_1 = 6$ мГн. Время перезаряда $T_{\text{зар}}$ получаем из формулы Томсона: $T = 2\pi\sqrt{L_1 C_1}$, откуда $T_{\text{зар}} = T/4 = 1.33$ мс.

Схематичный чертеж дросселя накопления приведен на рис. 2. Два металлических керна, каждый по 4 секции, набраны пластинами из электротехнической стали толщиной 0.35 мм и сечением 16×16 см², высота кернов составляет 50 см. Сверху и снизу керны связаны стальными плитами длиной 50 см. Общая длина воздушного зазора, разделяющего секции кернов и плиты, состав-

ляет 28 см: 3 зазора по 2 см между секциями, а также верхний и нижний зазоры по 4 см.

Равномерное распределение воздушных зазоров по периметру магнитопровода обеспечивает отсутствие большого рассеяния магнитного потока в зазорах, а также минимизацию возможных вихревых потерь от наведенных токов в металлических элементах конструкции дросселя. Картина распределения магнитного поля дросселя показана на рис. 2. Катушки дросселя накопления w_1 и w_2 , расположенные на кернах, намотаны медной полый шиной марки OF-OK сечением 12.5×12.5 мм² с круглым отверстием диаметром 7 мм, каждая катушка состоит из трех секций по 30 витков.

Расчетный эффективный ток для времени накопления 16 мс и частоты повторения импульсов 50 Гц равен 670 А. Величина магнитной индукции в железе дросселя составляет порядка 1 Тл. Общие активные потери в шести обмотках достигают 8 кВт. Эффективные токи в фазах сети питания до выпрямителя достигают 570 А и накладывают ограничение на длину кабелей, соединяющих модулятор с питающим трансформатором. Так, используя для соединения трехфазный медный кабель длиной 100 м (сечение 150 мм², сопротивление 0.1 Ом/км), можно потерять около 10 кВт.

3. РАБОЧИЙ ЦИКЛ МОДУЛЯТОРА

При запуске тиристорной сборки T_1 в индуктивности L_1 начинает линейно нарастать ток и накапливаться энергия (время накопления $T_{\text{нак}}$ на рис. 1). Для случая включения индуктора без

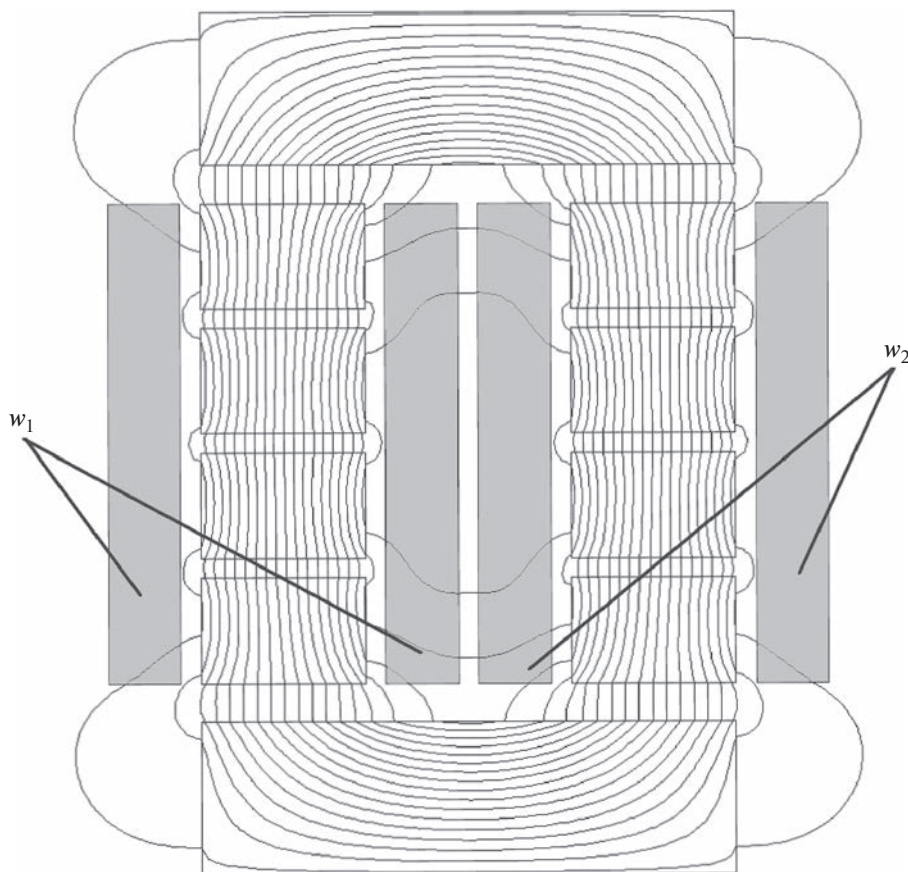


Рис. 2. Расчетная картина распределения магнитного потока по магнитопроводу дросселя накопления модулятора.

активных потерь на постоянную ЭДС ток в индукторе линейно нарастает от времени: $i(t) = \frac{E}{L_1} t$.

Расчет дает величину $T_{\text{нак}} = 14$ мс для запасаемой энергии до 4.3 кДж и тока до 1.2 кА. Величина выходного напряжения выпрямителя равна амплитудному значению линейного напряжения сети — 537 В. Экспериментально эти рабочие параметры (с учетом активных потерь) достигаются при времени накопления около 15 мс. При запуске ключа T_2 тиристор ключа T_1 восстанавливает изолирующее состояние (ключ T_1 размыкается), при этом процесс накопления прекращается, и вся энергия, запасенная в индуктивности L_1 , резонансно перебрасывается в емкость формирующей линии C_1 (время заряда $T_{\text{зар}} = 1.33$ мс на рис. 1).

Остановка нарастающего тока в дросселе или принудительное выключение T_1 достигается возможностью схемы подключать к аноду проводящего тиристора T_1 предварительно заряженный конденсатор — емкость C_1 формирующей линии. Отрицательная полярность до напряжения -1 кВ на рабочей емкости предварительно формируется дополнительным источником через элементы R и

D на рис. 1. Тиристорный ключ T_2 подключает C_1 (практически ЭДС) к проводящему тиристор T_1 . Время действия обратного напряжения определяется временем перезаряда этой емкости и накопительного дросселя от -1 до $+8$ кВ. Время перезаряда от -1 кВ до 0, когда к T_1 приложено отрицательное напряжение, под действием которого восстанавливается запирающая способность тиристора, равно не менее 100 мкс (время выключения тиристора ТБ333-500 по паспорту меньше 50 мкс). Таким способом осуществляется зарядка емкости с плавной регулировкой величины напряжения временем накопления заряда $T_{\text{нак}}$.

После окончания процесса заряда емкости тиристорный ключ T_2 запирается, поскольку ток в дросселе становится равным нулю (ток через T_2 отсутствует), срабатывает управляемый тиристорный ключ T_3 , и формирующая линия подключается к нагрузке R_n . При этом время накопления энергии в дросселе и перекачки ее в емкость, а также время формирования рабочего импульса (до 1 мс) определяют частоту повторения импульсов до 50 Гц ($T_{\text{раб}} = 20$ мс на рис. 1), с которой работает устройство, и величины токов и напряжений для выбора элементов приведенной

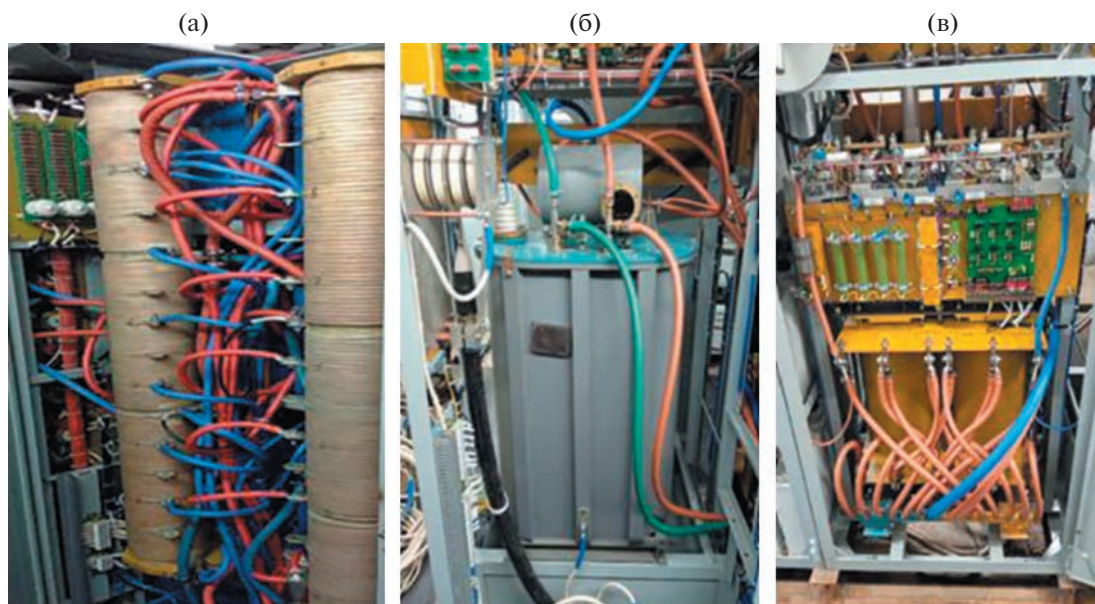


Рис. 3. Шкаф: а – с формирующей линией C_1 ; б – с импульсным трансформатором; в – с накопительным дросселем L_1 .

схемы. Конструктивно все элементы модулятора размещены в стальных электротехнических шкафах (рис. 3).

4. РАСЧЕТЫ ТОКОВ В ФАЗАХ СЕТИ ПИТАНИЯ

Рассмотрим временные диаграммы всех токов (рис. 4) для различных схем включений модуляторов. При включении одного модулятора (см. рис. 4а) видна значительная несимметричность формы сигнала тока за период сети, о чем свидетельствует вид кривых роста среднего тока за один период в фазах. Это приводит к появлению постоянной составляющей тока в фазах питающего трансформатора при работе одного модулятора. Из-за этого в токе вторичных обмоток, питающих модулятор, в каждом из трех стержней магнитопровода трансформатора (входящего в схему установки или на подстанции) возникает односторонний поток подмагничивания трансформатора, который уменьшает допустимый диапазон изменения индукции в сердечнике. Трансформатор при этом может намагничиваться (магнитные сопротивления сердечника возрастают), и магнитные потоки замыкаются по воздуху и конструктивным элементам трансформатора. Это приводит к возникновению аварийных токов и перегреву трансформатора.

Для решения данной проблемы было предложено токовое симметрирование времени начала накопления в устройствах зарядки емкостных нагрузок [3]. При включении трех модуляторов для получения симметричной системы несинусоидальных токов модуляторы запускаются каждый

через 6.67 мс, а при включении двух модуляторов – через полпериода сети [4]. С помощью такого метода удастся выравнять величины эффективных токов по фазам. Симметрирование токов по фазам одного модулятора не достигается за период сети, и для обнуления среднего тока необходимо пропустить еще один период сети. Начинать следующий цикл накопления следует через 10 мс (частоты повторения импульсов при этом равны 33.3, 20, 14.3, 12.5 Гц и т.д.). Анализ формы средних токов по фазам (см. рис. 4а) показывает, что для одного модулятора полное размагничивание стержней трансформатора в питающих фазах происходит только на втором импульсе накопления, когда фазные токи сменяют полярность. С учетом постоянной составляющей в токе приходится удваивать мощность трансформатора. Эффективные токи по фазам также приходится симметрировать. Следует отметить удобство контроля намагниченности стержней трансформатора по кривым средних токов в фазах.

Средние токи за период сети для вариантов включения двух (рис. 4б) и трех (рис. 4в) модуляторов обнуляются за период, а следовательно, нет намагничивающих токов в питающей ускоритель сети. Для варианта на рис. 4в эффективные токи по фазам одинаковы.

5. ВЫСШИЕ ГАРМОНИКИ ЧАСТОТЫ СЕТИ ПИТАНИЯ

Модулятор представляет собой устройство, потребляющее несинусоидальный ток (т.е. является нелинейной нагрузкой). Рассмотрим спектры гармоник, создаваемых токами 6-пульсного

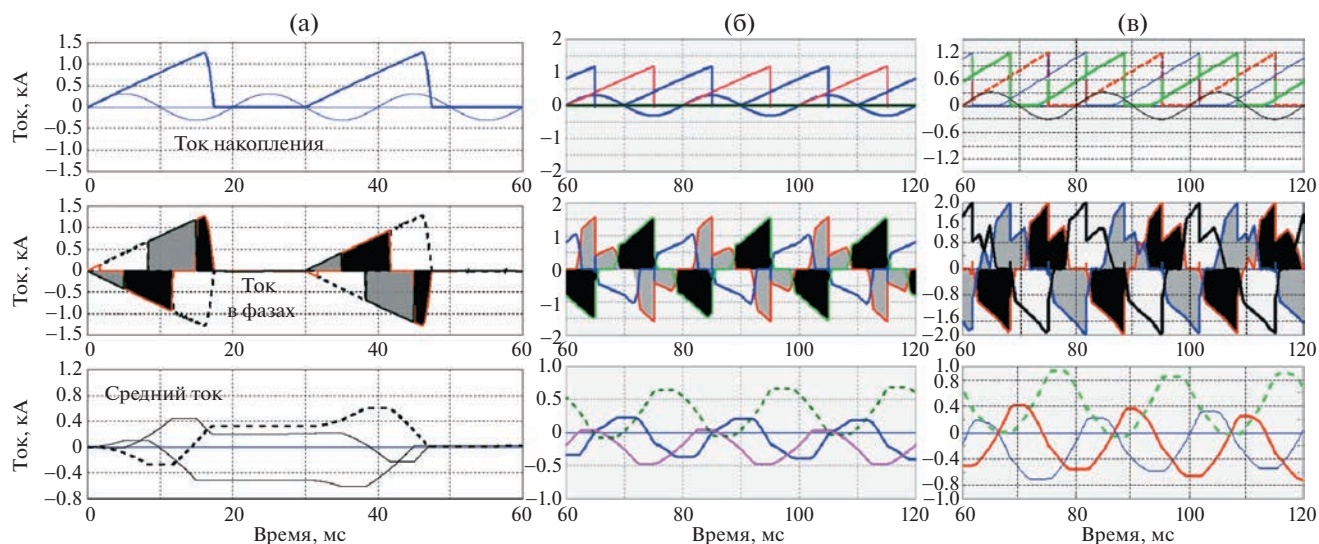


Рис. 4. Кривые токов накопления, суммарных токов по фазам (каждая фаза выделена своим цветом) и средние токи в каждой фазе сети питания для одного (а), двух (б) и трех (в) модуляторов. На верхних рисунках для понимания приведена синусоида напряжения питающей сети (50 Гц).

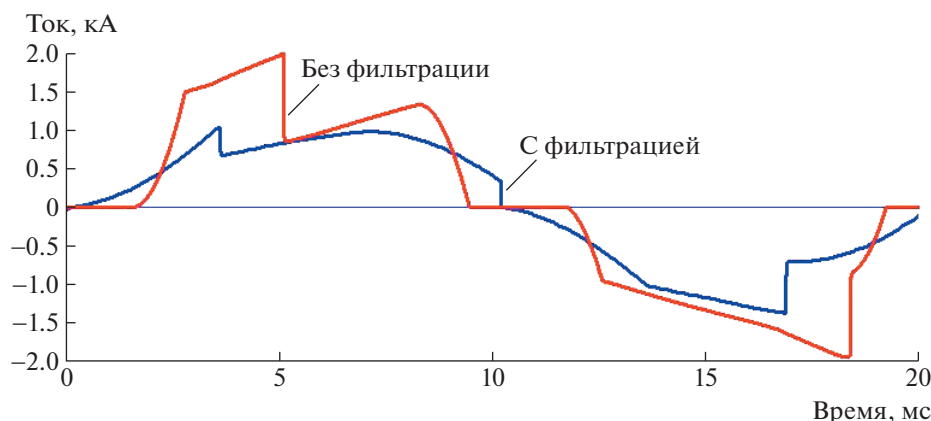


Рис. 5. Влияние фильтрующих дросселей на форму периода тока фазы А.

выпрямителя в трехфазных сетях, для случая трех модуляторов (рис. 4в). В схеме электропитания применен трехфазный мостовой выпрямитель, который формирует и распределяет по фазам импульсные токи. Основным генератором высших гармоник является не нагрузка, а выпрямитель (индуктивная нагрузка линейна). Для снижения высших гармоник предлагается устанавливать в каждой фазе до выпрямителя дополнительные индуктивности (фильтрующие дроссели) по 0.5 мГн. На рис. 5 приведены кривые токов одной фазы сети без индуктивностей и с фильтрующими дросселями.

С помощью разложения Фурье получаем представление функции периода тока тригонометрическим рядом суммы 15-ти гармоник. Соответствующие гистограммы приведены на рис. 6. Ко-

эффициент гармоник K_U в ГОСТ 13109-97 определяется как коэффициент искажения синусоидальности кривой напряжения и вычисляется по формуле:

$$K_U = \frac{\sqrt{\sum_{k=2}^{15} (U_k / \sqrt{2})^2}}{U_1} \times 100,$$

где U_k — действующее значение межфазного напряжения высших гармоник, кратных по частоте основной гармонике.

Предельно допустимое значение коэффициента гармоник K_U , согласно ГОСТ 13109-97, составляет 12%, расчет без дополнительных дросселей в фазах сети питания дает величину 21.2%, а

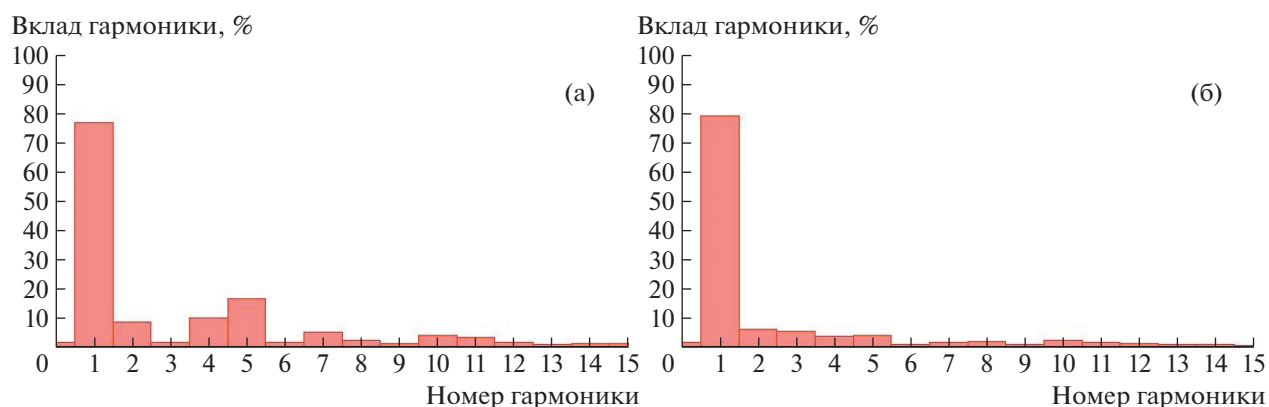


Рис. 6. Разложения тока фазы *A* по гармоникам: **а** — без дополнительных индуктивностей, **б** — с фильтрующими дросселями.

при расчете на гармоники тока с фильтрующими дросселями — 10%.

требуемых по ГОСТ 13109-97 значений, а запуск трех модуляторов через 6.67 мс позволяет выравнять эффективные токи по фазам.

6. ВЫВОДЫ

Мощности современных промышленных ускорителей выросли до сотен киловатт, и применяемые для их питания устройства, которые потребляют несинусоидальный ток, могут искажать всю питающую сеть. Для устранения нежелательных эффектов, связанных с эксплуатацией систем питания с линейной зарядкой индуктивного накопителя и емкостной нагрузкой, было предложено несколько методов усовершенствования их работы, позволяющих добиться симметрирования эффективных токов по фазам питающей сети, а также уменьшения гармонических искажений в электросети. В частности, установка линейных дросселей по 0.5 мГн в фазах сети позволяет уменьшить гармонические искажения до

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ауслендер В.Л., Лапик Р.М., Тараленко Н.Д., Тувик А.А. // ПТЭ. 1982. № 2. С. 103.
2. Ауслендер В.Л., Брызгин А.А., Горбунов В.А., Горнаков И.В., Кокин Е.Н., Кузнецов Г.И., Лукин А.Н., Макаров И.Г., Максимов С.А., Матяш Н.В., Острейко Г.Н., Панфилов А.Д., Сердобинцев Г.В., Сидоров А.В., Радченко В.М. и др. Препринт № 2. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2010.
3. Безуглов В.В., Брызгин А.А., Власов А.Ю., Нехаев В.Е., Радченко В.М., Штарклев Е.А. Патент № RU 2755519 С1 // Оpubл. 16.09.2021. Бюл. № 26.
4. Безуглов В.В., Брызгин А.А., Власов А.Ю., Воронин Л.А., Кокин Е.Н., Коробейников М.В., Сидоров А.В., Ткаченко В.О., Штарклев Е.А. // ПТЭ. 2021. № 1. С. 93. <https://doi.org/10.31857/S0032816221010055>

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ МАССОВОГО ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК PIN-ФОТОДИОДОВ

© 2023 г. С. С. Афанасенко^а, Е. Р. Гнатовский^а, Д. Н. Григорьев^{а,б,с},

А. А. Талышев^{а,с}, А. В. Тимофеев^{а,*}, Р. И. Щербаков^а

^аИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^бНовосибирский государственный технический университет,
Россия, 630073, Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

^сНовосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

*e-mail: A.V.Timofeev@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 01.04.2022 г.

После доработки 22.07.2022 г.

Принята к публикации 14.09.2022 г.

Для контроля параметров PIN-фотодиодов при массовом их производстве разработан высокопроизводительный автоматизированный многофункциональный стенд. Стенд обеспечивает измерение темнового тока, емкости при рабочем напряжении и величины отклика на световой сигнал при одновременном подключении до 16-ти фотодиодов и последовательной проверке их характеристик.

DOI: 10.31857/S0032816223010019, EDN: JRGZNZ

ОПИСАНИЕ СТЕНДА

В Институте ядерной физики СО РАН им. Г.И. Будкера разработан и изготовлен автоматизированный многофункциональный стенд для массового измерения характеристик PIN-фотодиодов [1]. Стенд состоит из независимых цепей измерения тока и емкости фотодиодов (ФД). Блок-схема стенда приведена на рис. 1. ФД подключаются к плате через штыревое соединение PLLD1.27-40R. Для контроля установлен эталонный ФД. Положительное напряжение смещения подается одновременно на катоды всех ФД от внешнего источника питания. Все аноды при этом подключены к нулевому потенциалу через управляемые ключи на полевых транзисторах (рис. 2). Для проведения измерений аноды ФД по очереди отключаются от нулевого потенциала и подключаются ко входу измерительной цепи. Такое решение позволяет избежать быстрого перетекания зарядов в момент переключения, так как разность потенциалов на ФД практически не изменяется. Стенд использует двухступенчатый источник питания. АС-ДС-блок питания работает от переменного напряжения 220 В и выдает постоянное напряжение +15 В. Вторая ступень при помощи DC-DC-преобразователей и линейных стабилизаторов формирует необходимый набор напряжений для питания контроллера, усилителей и коммутатора (± 2.5 В, ± 5 В, +10 В).

Схема измерения темнового тока подключается к катоду исследуемого диода через резистор сопротивлением 1 МОм (рис. 3), а схема измерения емкости — через конденсатор емкостью 1 мкФ (рис. 4). Выбранные номиналы позволяют надежно разделить постоянную и переменную составляющие тока. На выходе каждой измерительной цепи формируется постоянное напряжение, которое оцифровывается встроенным в управляющий контроллер АЦП.

Схема измерения темнового тока (см. рис. 3) собрана на основе двухкаскадного операционного усилителя (ОУ) AD8602. Темновой ток поступает на инвертирующий вход ОУ и компенсируется током, поступающим из цепи отрицательной обратной связи (ООС) через резистор сопротивлением 20 МОм. Второй каскад ОУ дополнительно усиливает сигнал в 25 раз. Коэффициент преобразования темнового тока в напряжение составляет 500 мВ/нА.

Для измерения емкости ФД (см. рис. 4) от внешнего генератора подается синусоидальное напряжение 1 В с частотой 1 МГц. Обусловленная емкостью ФД переменная составляющая тока поступает на инвертирующий вход ОУ AD8065 и компенсируется током, поступающим из цепи ООС через конденсатор емкостью 100 пФ. На втором каскаде сигнал дополнительно усиливается в 20 раз и поступает на линейный однополупе-

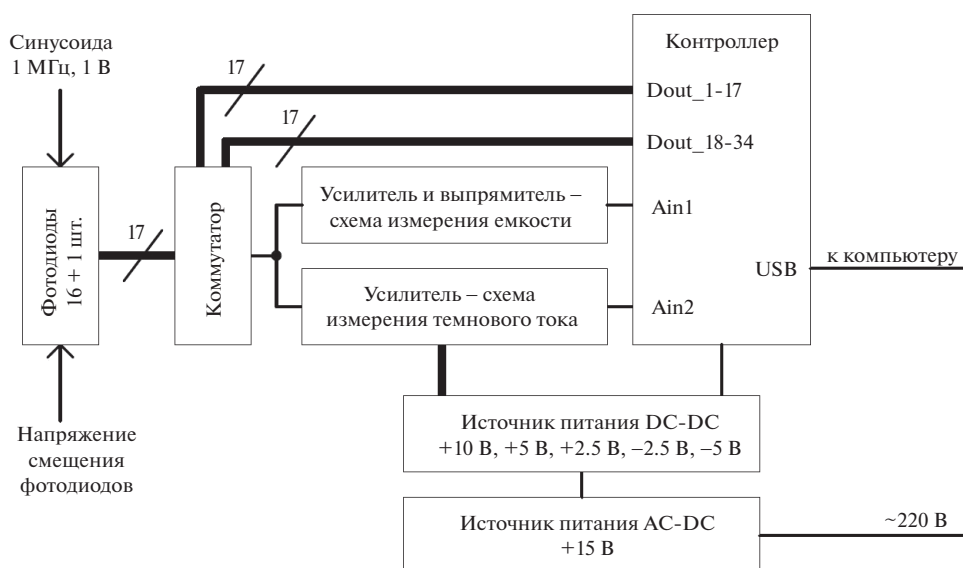


Рис. 1. Блок-схема автоматизированного многофункционального стенда для массового измерения характеристик PIN-фотодиодов.

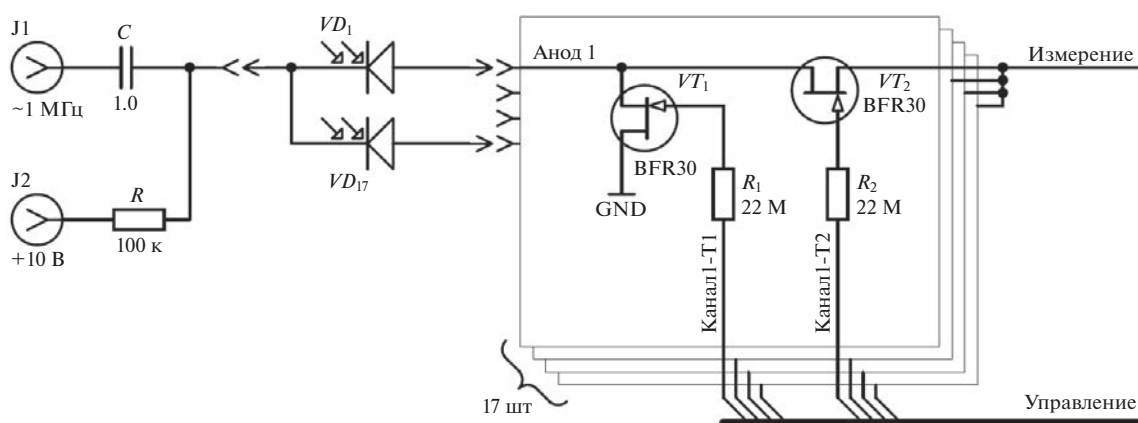


Рис. 2. Схема подключения фотодиодов и коммутатора.

риодный выпрямитель на основе ОУ AD829 и интегрирующей RC-цепи с постоянной времени 4.4 мс. Постоянное напряжение на выходе пропорционально емкости ФД с коэффициентом 0.15 В/пФ. Диапазон измерения емкостей можно увеличивать при помощи установки конденсатора большего номинала в цепи ООС усилителя AD8065.

Для измерения отклика на световой сигнал используется схема измерения темного тока. Исследуемый ФД облучается светодиодом одновременно с эталонным (в конкретной реализации используется ФД Hamamatsu S10993-05GT [2]), и его чувствительность рассчитывается из отношения сигналов. Такой подход позволяет измерять

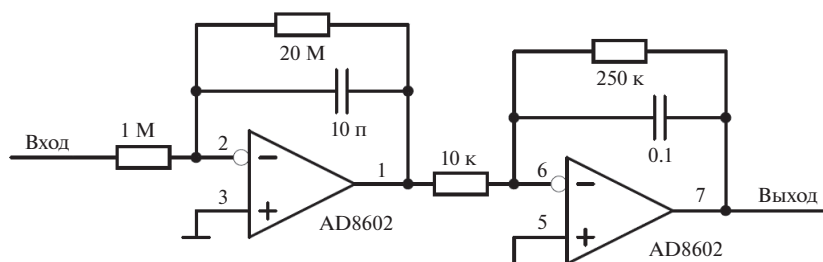


Рис. 3. Схема канала измерения темного тока ФД.

ФД при поданном обратном смещении, второй — предназначен для проверки отклика на световой сигнал, рассчитан на большой входной ток и оборудован светодиодом со светофильтром.

Были достигнуты следующие характеристики:

- диапазон измерения темнового тока от 0 до 5 нА с точностью 0.05 нА;
- диапазон измерения емкости от 0 до 30 пФ при точности 0.15 пФ;
- относительная точность измерения отклика на световой сигнал 2%;
- время измерения параметров 16-ти ФД составляет 2 мин;

— дрейф составляет не более 1 младшего значащего разряда АЦП за 80 мин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Филачев А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А.* Твердотельная фотоэлектроника. М.: Физматкнига, 2005.
2. *Hamamatsu Photonics K.K.* Si PIN photodiode S10993-05GT. Hamamatsu City, 2013.
3. <http://arduino.ru/Hardware/ArduinoBoardMega2560>
4. *Evans B.W.* Arduino Programming Notebook. San Francisco, 2007.
5. *Сван Т.* Программирование для Windows в Borland C++. М.: БИНОМ, 1995.

МАЛОГАБАРИТНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ МАГНЕТРОННЫЙ ГЕНЕРАТОР СВЧ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО КОММУТАТОРА

© 2023 г. Е. Ю. Буркин^{а,*}, В. В. Свиридов^а, П. Ю. Чумерин^а

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

^{*}*e-mail: burkin@mail.ru*

Поступила в редакцию 24.06.2022 г.

После доработки 30.06.2022 г.

Принята к публикации 19.08.2022 г.

Описана импульсная магнетронная система, генерирующая высокоэнергетические СВЧ-импульсы с частотой 400 Гц и средней мощностью 0.5 кВт. Для формирования импульса тока магнетрона использована схема с 12-ю идентичными транзисторными модулями с рабочим напряжением 800 В, которые на интервале импульса подключаются последовательно к первичной обмотке высоковольтного импульсного трансформатора с коэффициентом трансформации, равным 3.5. Таким образом формируется импульс напряжения с амплитудой до 26 кВ, током 25 А с регулируемой длительностью 100–500 нс. Представлены экспериментальные данные работы системы на импульсный СВЧ-магнетрон и эквивалент нагрузки.

DOI: 10.31857/S0032816223010081, EDN: JSDDTTJ

ВВЕДЕНИЕ

При создании магнетронных модуляторов, помимо традиционных тиратронных коммутаторов с формирующими линиями, используются различные схемы на основе транзисторных ключей. Несмотря на более низкие по сравнению с тиратронами уровни коммутируемых напряжений и токов, полная управляемость таких ключей позволяет достаточно просто обеспечить требуемую длительность и форму выходного импульсного напряжения и исключить из схемы импульсного модулятора формирующую линию. Кроме того, расширенный ресурс и зачастую меньшая стоимость полупроводниковых высоковольтных коммутаторов открывает перспективы для их внедрения в широкий круг устройств.

С точки зрения структуры модуляторов магнетронного напряжения с использованием твердотельных коммутаторов и в первую очередь полупроводниковых транзисторов, можно выделить три группы.

Самая простая группа схем использует последовательно-параллельное соединение транзисторов для обеспечения требуемого коммутируемого напряжения и тока. Таким образом создается модуль высоковольтного, сильноточного транзисторного коммутатора, который является ядром модуляторной схемы [1, 2].

Вторая группа схем является в той или иной степени вариацией схемы генератора Маркса.

В этих схемах используются две группы транзисторов: отдельная — для накачки (заряда) накопительных конденсаторов и основная — для формирования выходного импульса [3, 4].

Последняя группа схем использует идею генератора Маркса, заключающуюся в коммутации ряда предварительно заряженных конденсаторов (емкостных накопителей) на нагрузку. При этом система заряда конденсаторов представляет собой полностью или частично независимые высоковольтные, как правило, идентичные блоки питания относительно небольшого (единицы киловольт) напряжения.

Все вышеупомянутые схемы также позволяют сформировать выходное напряжение с использованием импульсного трансформатора, что дает возможность снизить требования к изоляции вспомогательного питания и, в ряде случаев, сигнала управления формирователей импульсов силовых транзисторов всех секций импульсного модулятора [5, 6]. С другой стороны, возможность создания и использования схемы без трансформатора позволяет формировать импульсы напряжения относительно большой длительности (единицы миллисекунд и более), что более актуально для систем питания клистронов, используемых в ускорительной технике. Также отсутствие трансформатора в целом снижает вес и габариты устройства, несмотря на большее число блоков коммутаторов, но при этом требует использования допол-

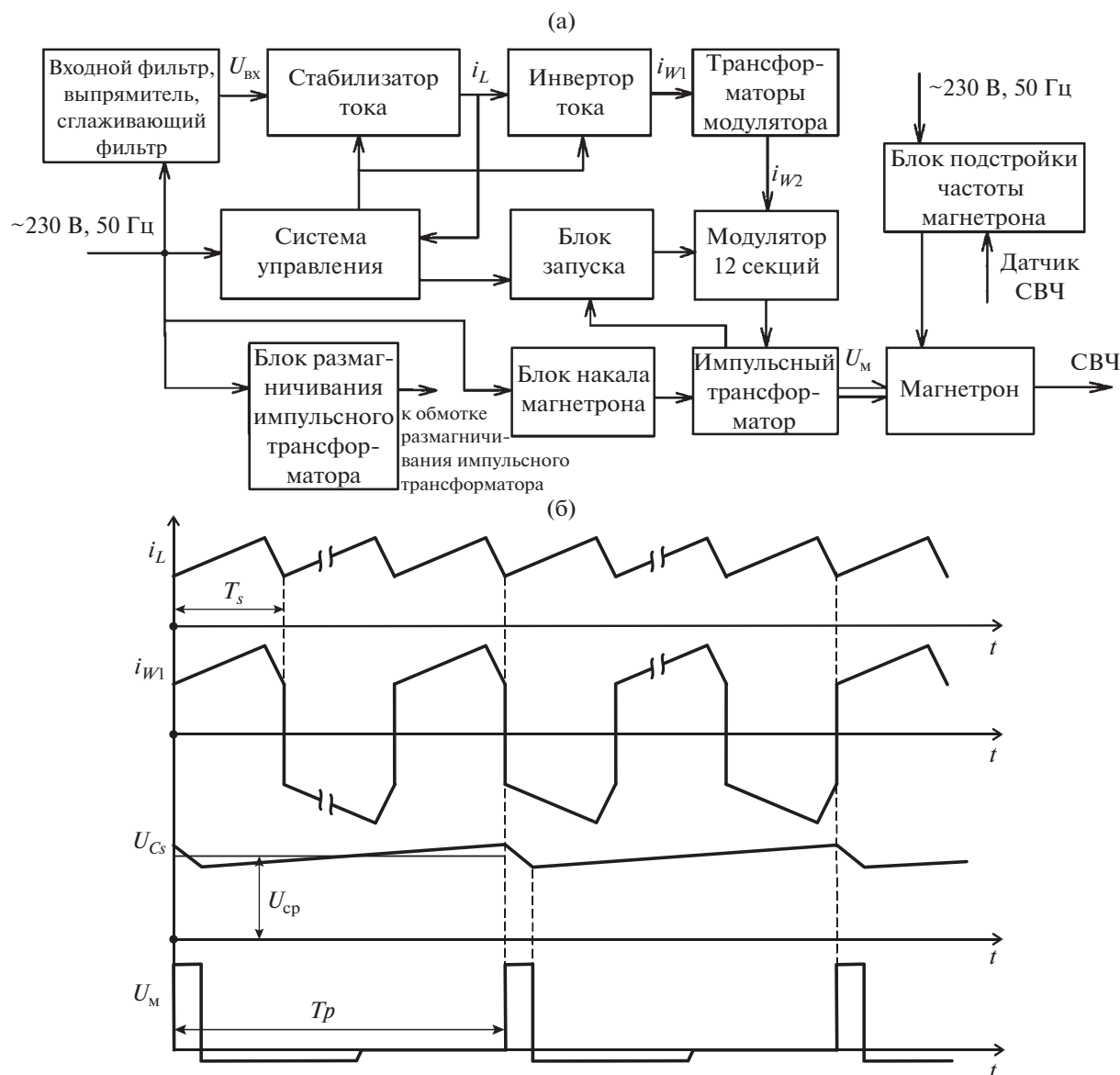


Рис. 1. Структурная схема СВЧ-генератора (а) и диаграмма его работы (б).

нительной схемы ограничения скорости нарастания тока, необходимой для защиты транзисторов высоковольтного коммутатора при пробое магнетрона.

Предлагаемая система электропитания генератора мощных СВЧ-импульсов относится к третьей группе преобразователей.

СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ГЕНЕРАТОРА

Структурная схема генератора и диаграммы работы в ключевых точках показаны на рис. 1. Общий вид инверторного блока и транзисторного модулятора приведен на рис. 2. В качестве генераторного прибора используется магнетрон

МИ-246А, имеющий следующие основные характеристики: фиксированная частота 8550–9650 МГц; выходная импульсная мощность 180–330 кВт; напряжение анода ≤ 26 кВ; ток анода импульсный ≤ 27.5 А; длительность импульса 0.4–1.5 мкс; скважность 1000–6000.

Электропитание всех составляющих частей генератора осуществляется от однофазной сети переменного тока ~230 В, 50 Гц. Для обеспечения автономной работы в течение 30 мин используется источник бесперебойного питания. Основные структурные компоненты формирования высоковольтного импульса магнетрона включают в себя инвертор тока, транзисторный модулятор, состоящий из двенадцати идентичных секций, и



Рис. 2. Инверторный (справа) и модуляторный (слева) блоки системы генерации мощных СВЧ-импульсов.

импульсный повышающий трансформатор. Инверторный узел обеспечивает основной канал подвода энергии к магнетрону за счет генерации переменного стабилизированного тока высокой частоты $i_{\text{н}}$ (рис. 1б), который поступает на первичные обмотки трансформаторов модулятора и далее, после выпрямителя, заряжает конденсаторную батарею соответствующей секции модулятора. Сетевое напряжение поступает через входной помехоподавляющий фильтр на однофазный выпрямитель и сглаживающий фильтр, которые формируют шину постоянного тока для импульсного стабилизатора тока, выходной ток которого i_L поступает на мостовой нерегулируемый инвертор тока, работающий с максимальным коэффициентом заполнения, что обеспечивает непрерывную передачу энергии для заряда конденсаторных батарей модулятора. Величина выходного напряжения на конденсаторной батарее U_C регулируется и стабилизируется путем соответствующего изменения уровня тока импульсного стабилизатора тока. Формирование импульса напряжения магнетрона U_m осуществляется блоком полупроводникового транзисторного модулятора с использованием выходного импульсного трансформатора. В момент формирования импульса происходит включение силовых транзисторов всех секций модулятора, что приводит к подключению параллельно первичной обмотке импульсного трансформатора последовательно соединенных конденсаторных батарей двенадцати секций модулятора. Тем самым создается амплитуда первичного напряжения импульсного трансформатора порядка ~ 7.5 кВ. Далее это напряжение повышается импульсным трансформатором до величины рабочего напряжения магнетрона (26 кВ). В результате формируется ток маг-

нетрона, который обеспечивает СВЧ-генерацию. Небольшая величина коэффициента трансформации импульсного трансформатора (3.5), с одной стороны, и относительно высокое напряжение на первичной обмотке, с другой стороны, позволяют обеспечить требуемый фронт нарастания тока, а также малые искажения формы импульса напряжения. Последнее необходимо для формирования “узкого” симметричного спектра СВЧ-импульса и в ряде случаев позволяет обходиться без дополнительной корректирующей цепи.

Импульс управления поступает синхронно на все секции модулятора от системы управления через блок запуска, который осуществляет формирование импульса тока, а также выключение модулятора в случае превышения током максимально допустимого значения. Сигнал, пропорциональный уровню тока магнетрона, поступает с трансформатора тока, расположенного в цепи первичной обмотки импульсного трансформатора. Помимо этого, система управления определяет длительность и частоту выходных импульсов, формирует управляющие импульсы силовых транзисторов инверторного блока, а также обеспечивает управление вспомогательными блоками: блоком сопряжения с компьютером, блоком поджига разрядника ВЧ-системы и блоком подстройки частоты магнетрона.

Для размагничивания импульсного трансформатора используется автономный источник тока, который через фильтр на пассивных элементах подключается к специальной размагничивающей обмотке. Также для работы магнетрона используются независимые блоки накала и подстройки частоты.

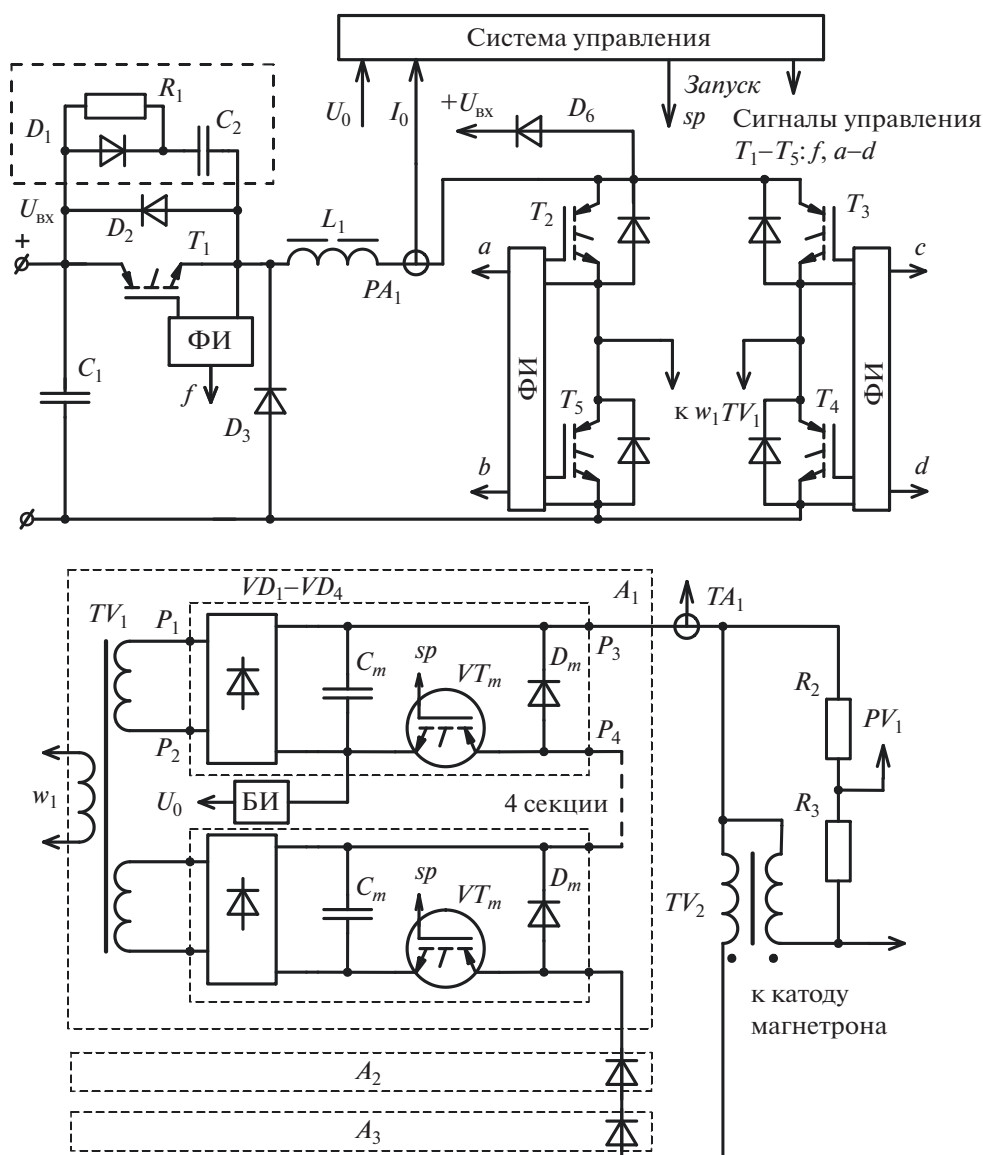


Рис. 3. Принципиальная схема СВЧ-генератора. БИ – блок измерения, ФИ – формирователь импульсов; T_1-T_5 – IRG4PH40UD; D_1 – HER308, D_2 – C4D10120H, D_3, D_6 – HFA16PB120; C_2 – K78-2-1000B-1.5 нФ; R_1 – SQP5-270 Ом; L_1 – сердечник A77438A7, $w = 95$, 2.5 мГн; PA_1 – датчик тока CSNF161; TV_1 – сердечник ПКК40-16, $w_1 = 120$, $w_{21} = w_{22} = 400$.

СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ ГЕНЕРАТОРА

Инверторный блок

Принципиальная схема инверторного блока и модулятора выходного напряжения показана на рис. 3. Нестабилизированное входное постоянное напряжение $U_{вх}$ образуется из однофазной сети переменного напряжения с помощью схемы мостового двухполупериодного выпрямителя с последующей фильтрацией Г-образным LC-фильтром. Для ограничения пусковых токов в момент включения используется вспомогательная схема предварительного заряда фильтрового

конденсатора. Питание системы управления и других низковольтных вспомогательных систем осуществляется сетевым вспомогательным источником питания. Принцип работы этих блоков хорошо известен и на рисунке они не показаны.

Напряжение $U_{вх}$ с шины постоянного тока поступает на импульсный стабилизатор тока, выполненный на элементах T_1, D_3, L_1 по схеме понижающего преобразователя постоянного напряжения с фиксированной частотой сигнала управления. На рис. 1б показана диаграмма тока дросселя i_L и суммарного тока i_{w_1} первичных обмоток транс-

форматоров модулятора. Для защиты силового транзистора от перенапряжения, а также для уменьшения динамических потерь в момент выключения используется схема, выполненная на элементах D_1 , R_1 , C_2 . Ток с частотой пульсации 40 кГц поступает на вход мостового инвертора тока (транзисторы T_2 – T_3), работающего синхронно с импульсным стабилизатором тока на частоте 20 кГц. Таким образом, переменный ток практически прямоугольной формы с выхода инвертора поступает на параллельно соединенные первичные обмотки w_1 трех повышающих трансформаторов TV_1 и, далее, со вторичных обмоток – на выпрямители ячеек модуляторного блока, заряжая их входную конденсаторную батарею C_m и поддерживая на ней заданный средний уровень напряжения [6]. Для ограничения напряжения на транзисторах инвертора используется диод D_6 . Сигналы управления транзисторами инвертора представляют собой симметричные импульсы с коэффициентом заполнения 0.5. Регулирование и стабилизация выходного тока инвертора, который в основной своей части является током дросселя, осуществляются путем изменения коэффициента заполнения импульса управления силового транзистора T_1 стабилизатора тока. В свою очередь, стабилизация выходного напряжения происходит за счет изменения выходного тока инвертора соответствующим образом и организовано по подчиненному принципу. В качестве внутренней более быстродействующей переменной выступает ток дросселя с датчика тока стабилизатора (PA_1), а внешняя переменная представляет собой сигнал, пропорциональный выходному напряжению, который поступает с блока измерения БИ, расположенного в модуляторном блоке и подключенного к конденсаторной батарее первой заземленной секции модулятора выходного напряжения.

Модуляторный блок

Модулятор состоит из трех одинаковых узлов A_1 – A_3 . В свою очередь в каждый узел входит высоковольтный трансформатор TV_1 с четырьмя вторичными секционированными обмотками, подключенными к четырем идентичным секциям (в совокупности 12 штук), каждая из которых включает в себя выпрямитель, конденсаторную батарею C_m , силовой транзистор VT_m , обратный вентиль D_m , а также схему формирования импульсов. Электропитание всех секций осуществляется переменным током с частотой 20 кГц от вторичных обмоток силовых трансформаторов TV_1 . В процессе формирования импульса все секции включаются последовательно, формируя импульс напряжения на первичной обмотке импульсного высоковольтного трансформатора TV_2 с уровнем

напряжения порядка 7–8 кВ в зависимости от рабочего выходного напряжения. Накал магнетрона осуществляется через вторичную обмотку выходного трансформатора, выполненную двойным проводом. Для контроля и защиты модуляторного блока в схему введены трансформатор тока TA_1 и делитель напряжения PV_1 , сигналы с которых поступают на измерительный блок и, далее, на систему управления. При работе генератора возможен пробой магнетрона. В этом случае происходит достаточно резкое нарастание тока магнетрона и модулятора. Скорость нарастания тока определяется величиной индуктивности рассеяния импульсного трансформатора. В случае превышения током максимального значения происходит выключение генератора на время паузы, составляющее 100 мс. По истечении этого времени происходит автоматический запуск генератора с плавным выводом напряжения на магнетроне до заданного значения. Ко всем секциям модулятора подключены изолированные кабели, обеспечивающие передачу вспомогательного питания ячеек, а также прохождение сигнала управления от основного управляющего устройства к секциям.

Принципиальная схема одной ячейки модулятора показана на рис. 4. Сигнал управления поступает на микросхему драйвера DA_1 через трансформатор тока TA_1 , который нагружен на резистор R_5 . Все ячейки имеют общий первичный виток трансформаторов тока для обеспечения синхронной работы. Для снижения дисперсии управляющих импульсов первичный ток формируется от дополнительного источника повышенного напряжения (~500 В) через балластный резистор и вспомогательный транзисторный ключ. Усиленный сигнал с выхода драйвера DA_1 поступает через резистор R_4 на затворы транзисторов VT_1 , VT_2 , включенных параллельно для увеличения токовой нагрузки, особенно во время аварийных процессов (короткого замыкания магнетрона).

Для защиты транзисторных ключей от перенапряжения в каждой секции модулятора предусмотрена пассивная защитная цепь, выполненная на ограничителях напряжения VD_8 – VD_{10} .

Управление преобразователем осуществляется в цифровом виде на основе сигнального процессора TMS320F2808. В качестве сигналов обратной связи, на основании которых реализуется алгоритм регулятора, выступают ток дросселя входного стабилизатора тока и выходное напряжение емкостного накопителя. Блок подстройки частоты магнетрона выполнен на аналогичном процессоре и работает как в ручном, так и автоматическом режимах подстройки частоты магнетрона. Для автоматического режима реализован алгоритм поиска максимума сигнала обратной связи, поступающего с СВЧ-детектора. Регулировка частоты магнетрона осуществляется при помощи

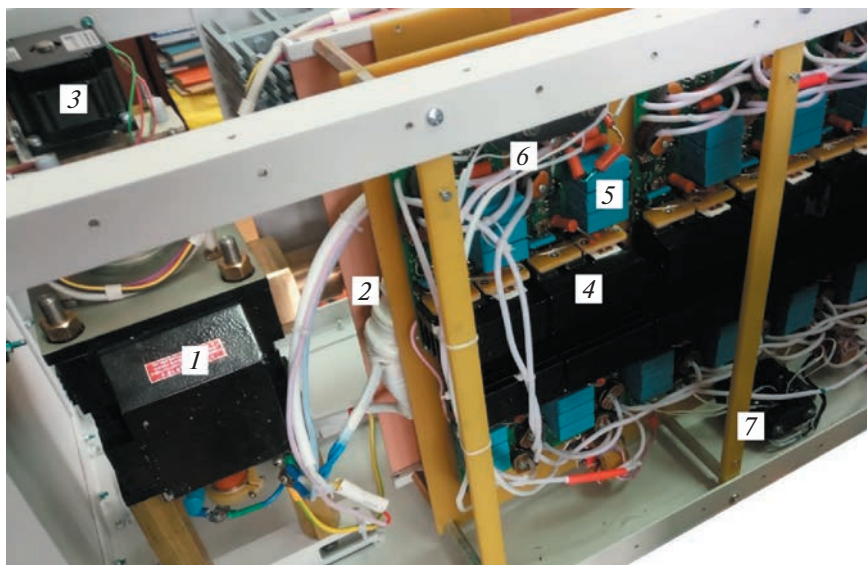


Рис. 5. Модуляторный блок. 1 – магнетрон; 2 – силовой повышающий трансформатор (магнитопровод 5П, 5БДСР ОЛ180/110/20, $w_1 = 8$, $w_2 = 28$, тefлоновая изоляция); 3 – шаговый двигатель системы подстройки частоты; 4 – транзисторы модулятора VT_1 , VT_2 и обратный диод VD_7 , расположенные на радиаторе; 5 – конденсаторная батарея; 6 – трансформатор тока для передачи сигнала управления; 7 – высоковольтные трансформаторы питания секций модулятора.

дартной волноводной нагрузкой. В качестве средств измерения использовались осциллографы Tectronix TDS2024, Agilent DSO91204A и высоковольтный осциллографический пробник АКТАКОМ АСА-6039.

На рис. 6 приведена осциллограмма тока и напряжения магнетрона, на рис. 7 – осциллограмма СВЧ-импульса на выходе магнетрона. Как можно видеть из осциллограмм, время нарастания напря-

жения составляет ~ 0.2 мкс, время спада ~ 0.5 мкс, спад плоской вершины $< 1\%$. У соответствующего СВЧ-импульса наблюдается незначительная девиация амплитуды в первой половине, что связано с пульсацией вершины токового импульса и отсутствием корректирующих цепей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана малогабаритная система по генерированию мощных СВЧ-импульсов с частотой следования до 400 Гц и максимальной импульсной мощностью 0.3 МВт. Блоки модулятора и импульсный трансформатор работают при есте-

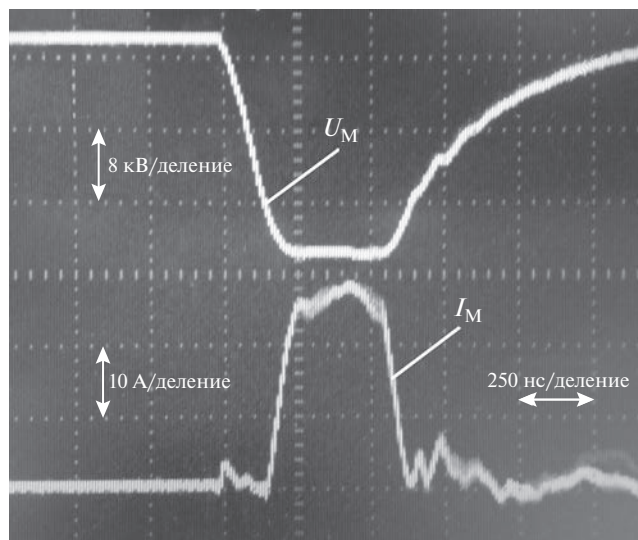


Рис. 6. Осциллограмма анодного напряжения и тока магнетрона.

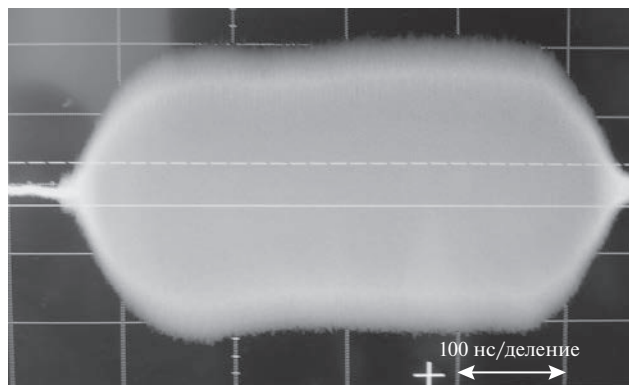


Рис. 7. Осциллограмма СВЧ-импульса на выходе магнетрона при работе на согласованную нагрузку.

ственном охлаждении, а блок инвертора — при принудительном воздушном охлаждении. Питание всей системы передатчика осуществляется от стабилизированного бесперебойного источника переменного напряжения со встроенной аккумуляторной батареей, который дает возможность работать автономно в течение 30 мин. Полученные технические результаты могут быть применены при создании мощных СВЧ-генераторов на основе импульсных магнетронов и использоваться в различных областях техники, где требуется генерация высокоэнергетических СВЧ-импульсов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fink D.A., Torti R., Reinhardt N., Gaudreau M.P.J., Mansfield F.* // IEEE Trans. Magn. 2009. V. 45. Iss. 1. P. 282.
<https://doi.org/10.1109/TMAG.2008.2008604>
2. *Jong-Hyun Kim, Byung-Duk Min, Shenderay S.V., Geun-Hie Rim* // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. 2007. V. 14. Iss. 4. P. 921.
<https://doi.org/10.1109/TDEI.2007.4286526>
3. *Heuijin Lim, Dong Hyeok Jeong, Manwoo Lee, Sung Chae Ro* // IEEE Trans. on Plasma Science. 2017. V. 45. Iss. 10. P. 2734.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2749504>
4. *Xia Wang, Qinghua Huang, Lin Xiong, Le Xu, Qiang Chen, Qing Xiong* // IEEE Trans. on Plasma Science. 2018. V. 46. Iss. 6. P. 2072.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2837021>
5. *Визирь В.А., Иванов С.В., Ковальчук Б.М., Манылов В.И., Шубкин Н.Г., Червяков В.В., Юрьев В.В., Бутаков Л.Д., Толмачев В.И.* // ПТЭ. 2004. № 4. С. 53.
6. *Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Чумерин П.Ю.* // ПТЭ. 2021. № 3. С. 34.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221030174>

ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ГИБРИДНОГО Х-ПИНЧА

© 2023 г. И. Н. Тиликин^а, Т. А. Шелковенко^а, С. А. Пикуз^а, И. Г. Григорьева^б,
А. А. Макаров^б, П. Ю. Наумов^б, Г. Х. Салахутдинов^{б, *}

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^б Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 23.05.2022 г.

После доработки 03.07.2022 г.

Принята к публикации 07.07.2022 г.

Описана методика и приведены результаты экспериментальных исследований спектрального состава рентгеновского излучения плазмы гибридного Х-пинча с проволочками из алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag в энергетическом диапазоне от 0.5 до 15 кэВ с использованием детекторов на основе фторидов лития $\text{LiF}(\text{Mg}, \text{Ti})$. Значение электронной температуры плазмы для алюминия составило $T_e \approx 0.35$ кэВ, для молибдена – $T_e \approx 0.48$ кэВ и для серебра – $T_e \approx 0.40$ кэВ. Впервые измерена энергия жесткого излучения гибридных Х-пинчей.

DOI: 10.31857/S0032816222060192, EDN: JQAVZS

ВВЕДЕНИЕ

Исследования спектрального состава импульсного высокоинтенсивного рентгеновского излучения ведутся во многих областях науки и техники, в том числе и в физике плазмы [1–5].

Особый интерес возникает к исследованию рентгеновского излучения плазмы, генерируемой на импульсных сильноточных электроразрядных установках. Такие установки имеют высокие параметры образованной плазмы, относительно простую конструкцию, они надежны в эксплуатации. Это делает их перспективными как для фундаментальных исследований, так и для решения чисто прикладных задач в качестве мощных импульсных источников рентгеновского излучения [1].

Измерение спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы имеет ряд сложностей, связанных с тем, что при импульсе излучения малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения ($\approx 10^{16}$), сопровождаемого сильной электромагнитной наводкой. При таких условиях эксперимента раздельная регистрация частиц, а следовательно, и их раздельная спектрометрия становятся невозможными, и, как правило, применяют специальные методы регистрации импульсного рентгеновского излучения [2, 6–8].

Для дальнейшего исследования процессов, происходящих в плазме, авторами был создан и использован малогабаритный спектрометр [9], позволяющий в интегральном во времени режиме измерять энергетический спектр импульсного рентгеновского излучения плазмы гибридного Х-пинча с проволочками из алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag в энергетическом диапазоне от 0.5 до 15 кэВ. Проведенный анализ спектрального состава импульсного рентгеновского излучения плазмы позволили определить значения электронной температуры плазмы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на сильноточной импульсной электроразрядной установке КИНГ (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) (ток 200 кА, фронт тока 200 нс, напряжение 40 кВ). Установка КИНГ представляет собой малогабаритный импульсный генератор тока на основе четырех малоиндуктивных импульсных конденсаторов, совмещенных с управляемыми разрядниками и соединенных параллельно [10]. Внешний диаметр корпуса равен 60 см. Для контроля работы генератора в цепи разрядного тока установлен интегрирующий пояс Роговского. Фотография

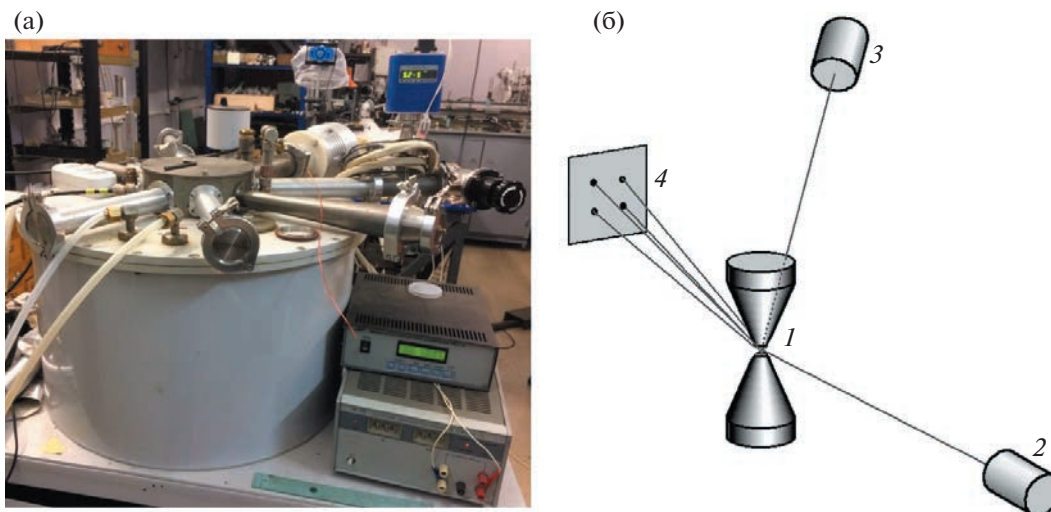


Рис. 1. Фотография генератора КИНГ (а) и схема расположения используемых детекторов (б). 1 — гибридный Х-пинч; 2 — алмазные детекторы; 3 — алмазные детекторы с фильтром; 4 — спектрометр рентгеновского излучения на основе термолюминесцентных детекторов фторидов лития LiF(Mg, Ti).

генератора КИНГ и схема расположения используемых детекторов приведена на рис. 1.

В экспериментах измерялся выход рентгеновского излучения гибридного Х-пинча (ГХП) с алюминиевой, молибденовой и серебряной проволочками диаметром 25 мкм. Минидиод в ГХП образован металлическими электродами, а центральная часть перетяжки, формируемая в стандартном Х-пинче при слиянии кернов взорванных проволочек (рис. 2, слева), заменена единственной проволочкой с подходящей погонной массой. Конструкция такого упрощенного Х-пинча, названного гибридным, показана на рис. 2, справа [3–5, 10–12]. В ГХП, как и в стандартных проволочных Х-пинчах, в процессе пинчевания образуется горячая точка [3–5, 10], которая явля-

ется мощным изотропным источником мягкого рентгеновского излучения.

После взрыва горячей точки Х-пинча происходят образование плазменного минидиода и генерация электронов [11]. Ускоряющиеся и замедляющиеся в минидиоде электроны генерируют жесткое (по сравнению с излучением горячей точки) рентгеновское излучение. В предыдущих экспериментах с ГХП было показано, что в пинче данного вида уровень жесткого излучения много ниже, чем в стандартных Х-пинчах [12].

Моменты пинчевания ГХП и образования горячей точки фиксировались по сигналам с быстрых алмазных детекторов [13]. Детекторы регистрируют импульс излучения с ГХП с высоким временным разрешением (< 1 нс), а поскольку детекторы калиброваны, то можно рассчитать количество излученной энергии в диапазоне чувствительности детектора. Детекторы имеют практически плоскую кривую чувствительности в интервале от 10 эВ до 4 кэВ (рис. 3) [13]. Сигналы с алмазных детекторов регистрируются осциллографом Tektronix TDS 3054. Алмазные детекторы имеют толщину 500 мкм, поэтому эффективность регистрации квантов рентгеновского излучения с энергией более 6 кэВ падает.

Измерение спектра и излученной энергии одновременно для мягкого и жесткого рентгеновского излучения является сложной задачей. Для ее решения в данной работе предлагается использовать термолюминесцентные детекторы (ТЛД), которые являются наиболее привлекательными для диагностики плазмы [7–9, 14, 15]. Принцип действия термолюминесцентных детекторов заключается в том, что образуемые в них под действием ионизирующего излучения носители за-

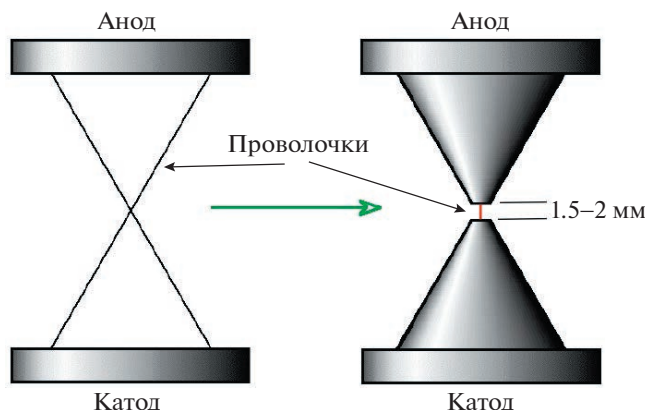


Рис. 2. Трансформация стандартного Х-пинча (слева) в гибридный (справа).

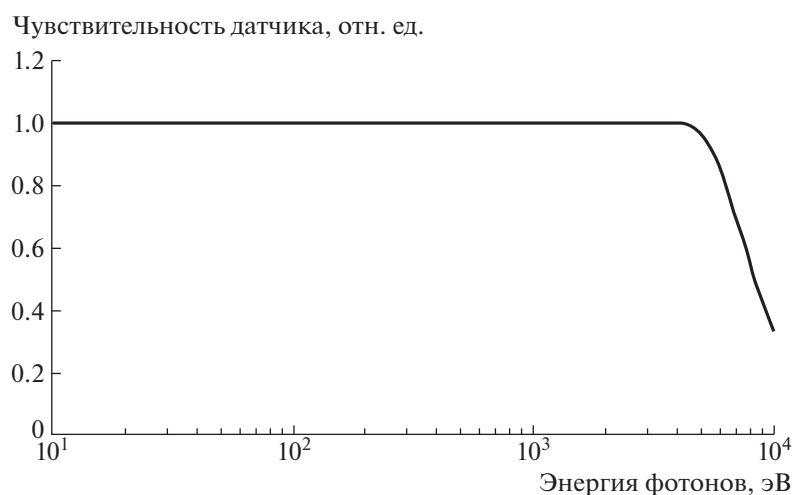


Рис. 3. Зависимость чувствительности алмазных детекторов от энергии фотонов. Толщина алмазного детектора 500 мкм.

ряда локализируются в центрах захвата и удерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть освобождена при нагреве (термолюминесценция). При нагреве облученного образца ТЛД до температуры 240–300°C (в зависимости от материала) происходит испускание квантов света (термолюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения [6].

В качестве материала ТЛД использовался фторид лития LiF(Mg, Ti). Данные детекторы не чувствительны к электромагнитным наводкам, не требуют оперативной системы считывания сигнала, слабо реагируют на ультрафиолетовое излучение по сравнению с рентгеновским, имеют высокий диагностический диапазон поглощенной дозы излучения (от 0.02 до 10 Зв) [6, 14, 15]. Все эти свойства позволили создать малогабаритный многоканальный спектрометр рентгеновского излучения для диагностики рентгеновского излучения в диапазоне 0.5–15 кэВ.

Конструкция спектрометра представляет собой квадратную пластину (25 × 25 мм) толщиной 10 мм с углублениями для ТЛД (см. рис. 16), которая может быть размещена в разрядной камере экспериментальной установки, генерирующей плазму. Конструктивно ТЛД выполняются в виде диска диаметром порядка 5 мм и высотой 0.9 мм.

Сборки из трех детекторов размещали в углублениях пластины (4 углубления в проведенных экспериментах) и крепили за фильтрами поглощения из различного материала (лавсан, тефлон, Ве, Al) и разной толщины. Один канал спектрометра использовался без фильтра поглощения [6, 9].

Так как генератор КИНГ является низковольтным (напряжение 40 кВ), то кванты с энергией выше 15 кэВ практически не были зарегистрированы,

поэтому, в отличие от работы [7], в одном канале использовались сборки только из трех детекторов ТЛД, поскольку четвертый детектор в стопке показывал излучение на уровне фонового.

Для измерения спектра импульсного рентгеновского излучения применялся метод “серых” фильтров поглощения [2, 6–8, 14]. Данный метод основан на спектральной селекции первичного рентгеновского излучения, которую осуществляли с помощью фильтров поглощения различной толщины. Измерялась кривая ослабления $J(d)$, представляющая собой зависимость энергии рентгеновского излучения, прошедшего сквозь фильтр и поглощенного в детекторе, от толщины данного фильтра d .

Для получения кривой ослабления, как правило, применяют различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью рентгеновских фильтров поглощения. По результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводят восстановление спектров рентгеновского излучения различными математическими методами [6–8, 15].

В ходе измерения спектра использовались различные методы регистрации рентгеновского излучения: метод “серых” фильтров (строилась кривая ослабления по показаниям сборок в каждом канале, расположенных за фильтрами поглощения различной толщины из различного материала: алюминия, тефлона, бериллия); метод поглощенной энергии (кривая ослабления строилась на основе сигналов ТЛД одной сборки, в данном случае ТЛД одновременно служили детекторами и фильтрами поглощения рентгеновского излучения) [2, 6, 7, 9].

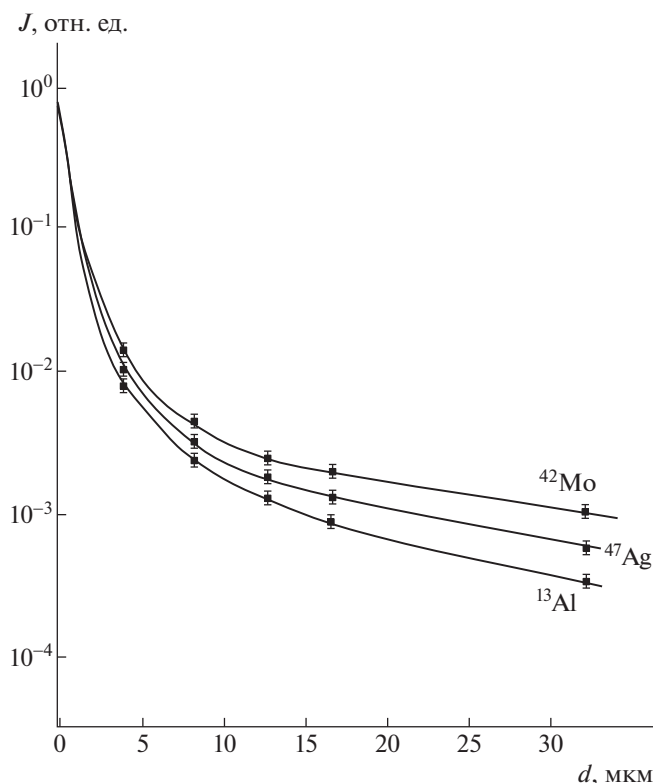


Рис. 4. Кривые ослабления (использовались фильтры ослабления из алюминия ^{13}Al), полученные с помощью алмазных и термолюминесцентных детекторов в одинаковых условиях эксперимента для разряда с проволочками из молибдена ^{42}Mo , серебра ^{47}Ag и алюминия ^{13}Al . $J(d)$ — энергия рентгеновского излучения, прошедшего сквозь фильтр и поглощенного в детекторе, d — толщина фильтра.

Показания с ТЛД считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ [2, 6, 7] (данный прибор использовали для нагрева облученного детектора и регистрации термолюминесцентного сигнала, пропорционального поглощенной дозе рентгеновского излучения).

Калибровка спектрометра проводилась на стенде, который содержал импульсную рентгеновскую трубку с набором эмиттеров из различных материалов (Al, Ti, Fe, Cu, Ge, In) и комплект радиоизотопных источников γ -излучения [6, 7]. Восстановление спектров рентгеновского излучения по результатам измерения в эксперименте кривой ослабления проводилось методом эффективных энергий [8]. Данный метод основан на том, что кривая ослабления для монохроматического ($E_0 = \text{const}$) рентгеновского излучения представляет собой в полулогарифмических координатах линейную функцию, т.е. прямую с тангенсом угла наклона, который равен линейному коэффициенту ослабления рентгеновского излучения вещества, из которого изготовлен фильтр.

При обработке результатов измерения кривой ослабления рентгеновского излучения плазменного объекта следует учесть, что вклад в кривую ослабления при достаточно больших толщинах фильтра будет вносить наиболее жесткое рентгеновское излучение. Касательная к кривой ослабления в точке с максимальным значением толщины фильтра будет являться функцией ослабления рентгеновского монохроматического излучения самой жесткой компоненты с энергией E_n .

Разность между исходной функцией и касательной даст кривую распределения поглощенной энергии, соответствующую исходному спектру, за вычетом жесткой части. Проведя описанную выше операцию с разностной кривой, получим новые значения энергии и интенсивности рентгеновского излучения. Проведя ряд подобных операций, получим искомый непрерывный спектр, соответствующий кривой ослабления.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В проведенных экспериментах использовались алмазные и термолюминесцентные детекторы для измерения спектров рентгеновского излучения плазмы. Одновременные показания данных детекторов позволили провести взаимный контроль работоспособности детекторов данных видов.

На рис. 4 представлены кривые ослабления (использовались фильтры поглощения из алюминия ^{13}Al), полученные с помощью алмазных и термолюминесцентных детекторов в одних и тех же условиях эксперимента при разряде с проволочками из алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag . С учетом коэффициента эффективности регистрации рентгеновского излучения в алмазных (см. рис. 3) и термолюминесцентных детекторах кривые ослабления совпадают в пределах погрешности. Следует отметить, что рентгеновские кванты с энергией до 12 кэВ полностью поглощаются каналами спектрометра, состоящего из трех ТЛД.

При использовании фильтра поглощения из алюминия толщиной 4 мкм показания алмазных и термолюминесцентных детекторов практически совпадают с учетом погрешностей, а при использовании алюминиевого фильтра толщиной 16 мкм — различаются (см. табл. 1) (эффективность регистрации алмазных детекторов рентгеновских квантов в области энергий более 5 кэВ значительно падает (см. рис. 3), и необходимо учитывать коэффициент эффективности регистрации рентгеновских квантов алмазным детектором при измерениях кривых ослабления). В проведенных экспериментах чувствительность алмазных детекторов позволила измерить кривую ослабления

Таблица 1. Энергия рентгеновского излучения ГХП, зарегистрированная алмазными и термолюминесцентными детекторами в двух энергетических диапазонах

Проволочка ГХП	E , мДж			
	Фильтр из Al толщиной 4 мкм		Фильтр из Al толщиной 16 мкм	
	Алмазный детектор	ТЛД	Алмазный детектор	ТЛД
25 мкм Al	11	12	0.4	2.5
25 мкм Ag	56	60	2	16
25 мкм Mo	206	210	6	35

только с фильтрами толщиной 4 и 16 мкм. В табл. 1 приведены значения энергии, зарегистрированной двумя разными детекторами с одинаковыми фильтрами. Согласно табл. 1, ТЛД с более толстым фильтром и соответственно большей энергией квантов зарегистрировал большую излученную энергию. Можно сделать вывод, что ТЛД зарегистрировал как тепловую энергию излучения горячей точки ГХП, так и более жесткое излучение электронного пучка. Энергия излучения электронного пучка в гибридных X-пинчах была измерена впервые.

В ходе экспериментов были измерены спектры рентгеновского излучения в ГХП с проволочками из алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag (рис. 5). Согласно рис. 5, при изменении энергии излучения от 0.5 до 2 кэВ его интенсивность падает на три порядка, что свидетельствует о том, что основную часть составляет тепловое излучение горячей области ГХП. На основе полученных в экспериментах спектров была сделана оценка электронной температуры плазмы, которая для алюминия ^{13}Al составила $T_e \approx 0.35$ кэВ, для молибдена ^{42}Mo — $T_e \approx 0.48$ кэВ и для серебра ^{47}Ag — $T_e \approx 0.40$ кэВ в гибридных X-пинчах. Определение таким способом температуры предполагает отсутствие в излучении спектральных линий. Поэтому оно справедливо для плазмы горячей точки, излучающей в основном континууме. В области энергий рентгеновских квантов более 3 кэВ “температура” плазмы алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag определяется ускоренными электронами при обрыве перетяжки и составляет $T_e \approx 1.85$ кэВ. Под “температурой” здесь понимается некоторая средняя энергия электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная диагностическая аппаратура позволила провести исследования рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне квантов 0.5–15 кэВ. Сопоставление экспериментальных данных, полученных с помощью хорошо изученных алмазных детекторов, с измерениями спектров рентгеновского излучения плазмы посредством ТЛД показали хорошую работоспособность последних.

В работе были измерены спектры рентгеновского излучения в ГХП с проволочками из алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag (см. рис. 5). Согласно полученным спектрам, основную часть излучения составляет тепловое излучение горячей области ГХП. На основе полученных в экспериментах спектров впервые была сделана оценка электронной температуры плазмы, которая для алюминия составила $T_e \approx 0.35$ кэВ, для серебра — $T_e \approx 0.40$ кэВ и для молибдена — $T_e \approx 0.48$ кэВ

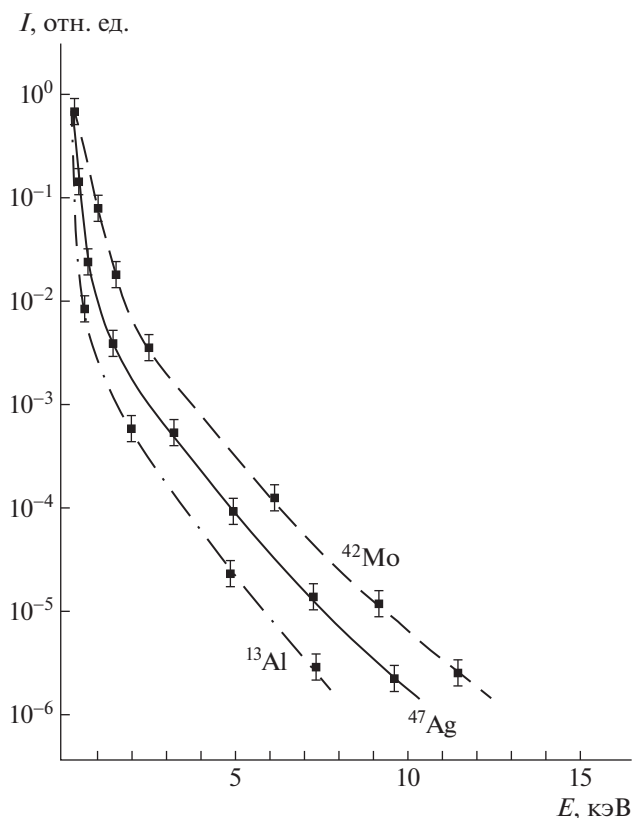


Рис. 5. Спектры рентгеновского излучения для ГХП с алюминиевой ^{13}Al , молибденовой ^{42}Mo и серебряной ^{47}Ag проволочками. I — интенсивность и E — энергия квантов излучения.

в гибридных X-пинчах. В области энергий рентгеновских квантов более 3 кэВ “температура” плазмы алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag определяется ускоренными электронами при обрыве перетяжки и составляет $T_e \approx 1.85$ кэВ. В данной работе впервые измерена энергия излучения электронного пучка в гибридных X-пинчах.

Полученные результаты можно использовать в различных экспериментах с сильноточными пинчами, в частности для оптимизации излучения X-пинчей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211.
2. Salakhutdinov G.Kh. // Procedia Computer Science. 2020. V. 169. P. 342.
<https://doi.org/10.1016/j.procs.2020.02.198>
3. Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А., Пикуз С.А., Самохин А.И., Улишмид И. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1060.
4. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Cahill A.D., Knapp P.F., Hammer D.A., Sinars D.B., Tilikin I.N., Mishin S.N. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 112707.
<https://doi.org/10.1063/1.3504226>
5. Шелковенко Т.А., Тиликин И.Н., Иваненков Г.В., Степниевски В., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Агафонов А.В., Кахилл А.Д., Хойт К.Л., Гордан П.А., Хаммер Д.А., Пикуз С.А. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 1. С. 54.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115010035>
6. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 1. С. 100.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215010279>
7. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 89.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215020044>
8. Кириченко Н.Н., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б., Салахутдинов Г.Х., Самойлова Л.Б. // ПТЭ. 1992. № 3. С. 206.
9. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2018. № 1. С. 84.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218010135>
10. Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A., and Hammer D.A. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. № 4. P. 1305.
<https://doi.org/10.1063/1.1351553>
11. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Song B.M., Chandler K.M., Mitchell M.D., Hammer D.A., Ivanenkov G.V., Mingaleev A.R., Romanova V.M. // Physics Plasmas. 2005. V. 12. № 3. P. 033102.
<https://doi.org/10.1063/1.1849798>
12. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Hoyt C.L., Cahill A.D., Atoyan L., Hammer D.A., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Romanova V.M., Agafonov A.V. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. №0. P. 103303.
<https://doi.org/10.1063/1.4964771>
13. Spielman R.B., Ruggles L.E., Pepping R.E., Breeze S.P., McGurn J.S., Struve K.W. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. № 12. P. 782.
14. Башутин О.А., Григорьева И.Г., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2020. № 3. P. 73.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220030088>
15. Григорьева И.Г., Костюшин В.А., Салахутдинов Г.Х. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 2. С. 107.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X19110059>

ПОТЕРИ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕТОДИОДАХ

© 2023 г. А. В. Градобоев^{a,*}, К. Н. Орлова^{b,**}, Ф. Ф. Жамалдинов^a

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

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

*e-mail: gava@tpu.ru

**e-mail: KNOrolova@mephi.ru

Поступила в редакцию 22.04.2022 г.

После доработки 11.05.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

На основании анализа известных литературных данных и структуры конструктивно оформленных светодиодов предложена классификация потерь мощности излучения активного слоя светодиода. При этом выделены активные и пассивные потери мощности светодиода. Показано, что пассивные потери мощности излучения не приводят к изменению квантового выхода активного (рабочего) слоя светодиода и/или прямой ветви вольт-амперной характеристики, но при этом проявляются в виде аномалий на светотехнических характеристиках светодиодов. Предложена методика определения пассивных потерь мощности излучения активного слоя светодиодов. На примере светодиодов инфракрасного диапазона длин волн, изготовленных на основе гетероструктур AlGaAs, показана эффективность контроля пассивных потерь мощности излучения светодиодов при исследовании их эксплуатационных свойств.

DOI: 10.31857/S0032816222060131, EDN: JPKHRC

1. ВВЕДЕНИЕ

Светодиоды (СД) активно применяются практически во всех отраслях науки и техники, в том числе для волоконно-оптических линий связи, интегрированных оптоэлектронных устройств, систем оптической связи с открытым каналом, медицинского приборостроения, для осветительной техники различного назначения и т.д. Широкая сфера применения СД с учетом ее интенсивного развития способствовала существенному росту их производства. По условиям эксплуатации СД могут подвергаться действию различных внешних факторов, что требует знаний о закономерностях изменения их параметров при комплексном и комбинированном действии как факторов длительной эксплуатации, так и различных видов ионизирующего излучения.

Для изготовления СД в промышленных и лабораторных условиях используются самые разнообразные полупроводниковые структуры [1–3]. Востребованность СД привела к появлению достаточно большого количества работ по исследованию их надежности и радиационной стойкости [4–6]. При этом практически все авторы отмечают достаточно сложную многокомпонентную структуру СД. Обычно СД содержит корпус, кристалл (чип) из многослойной полупроводнико-

вой структуры, в которой активный (рабочий) слой скрыт промежуточными слоями, в том числе слоями металлизации, а также теплоотвод и оптическую линзу для формирования направленного пучка излучения [7, 8].

При этом часто наблюдается потеря мощности излучения активного слоя на указанных выше элементах конструкции [9, 10], что приводит к заметному отличию внешнего квантового выхода от внутреннего (квантового выхода активного слоя СД) и, как следствие, к снижению КПД СД.

К настоящему времени разработан и опробован комплекс технических решений, позволяющих снизить потери мощности излучения активного слоя СД и, таким образом, повысить его КПД. В частности, следует отметить технические решения, используемые при изготовлении многокомпонентной полупроводниковой структуры СД, а именно: формирование на поверхности структуры прозрачной пленки [11], добавление просветляющего слоя [12], формирование внутренних отражателей [13], использование наклонной боковой стенки кристалла [14] и т.д.

Установлено, что у СД из самых разных материалов (особенно на основе гетероструктур AlGaAs) в процессе эксплуатации и/или радиационного воздействия появляются дефекты темных

линий и пятен (ДТЛП) [15–17]. Достаточно часто ДТЛП обнаруживаются и у исходных СД до воздействия внешних факторов. Доказано, что данный вид дефектов связан с дислокациями [18–21]. Появление ДТЛП особенно характерно для СД на основе GaAs, GaP, AlGaAs.

Следует отметить, что все исследования ДТЛП основаны на различных методах микроскопии (оптической, электронной микроскопии, катодолюминесценции и т.д.). При этом весь анализ сосредоточен только на исследовании распределения интенсивности излучения света по площади кристалла СД. Установленная таким образом взаимосвязь между плотностью ДТЛП и плотностью дислокаций носит только качественный характер. Особо отметим отсутствие количественных соотношений, которые бы устанавливали количественную связь между характеристиками ДТЛП (или плотностью дислокаций?) и электрофизическими и светотехническими характеристиками СД.

Таким образом, к настоящему времени отсутствуют методы оценки подобных потерь мощности излучения СД, а эффективность внешнего квантового выхода СД в целом оценивается только путем сопоставления светотехнических и электрофизических характеристик СД различных конструкций, изготовленных из полупроводниковых материалов, которые имеют различное строение и получены разными способами из различных источников.

Отсутствие эффективных методов оценки потерь мощности излучения активного слоя СД не позволяет исследовать развитие потерь в результате действия различных внешних факторов, а также затрудняет исследование влияния структурного состава кристалла, технологии его выращивания и элементов конструктивного оформления на выходную эффективность СД в полном объеме.

Снижение внешнего квантового выхода также может быть следствием потери мощности излучения активного слоя СД в результате изменения оптических свойств линзы при эксплуатации и/или радиационном воздействии (введение центров окраски, дополнительных центров рассеяния излучения и т.д.). Рост последовательного сопротивления омических контактов при воздействии внешних факторов приведет к дополнительному падению рабочего напряжения и, соответственно, к дополнительному снижению КПД.

Исключение представляет работа [21], в которой описана методика оценки снижения мощности излучения СД вследствие подключения объемного канала утечки тока (дислокаций) параллельно p – n -переходу СД. Подобные результаты могут наблюдаться и при формировании каналов утечки тока по боковой поверхности кристалла.

Цель данной работы – разработка методики оценки потерь мощности излучения активного слоя СД, которые могут быть обусловлены рассмотренными выше причинами.

2. КЛАССИФИКАЦИЯ ПОТЕРЬ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Прежде чем говорить о методике оценки потерь мощности излучения активного слоя СД, рассмотрим их классификацию. Напомним, что основной электрофизической характеристикой СД является прямая ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ). К основным светотехническим характеристикам СД следует отнести ватт-амперную (ВтАХ) и ватт-вольтную (ВтВХ) характеристики, спектр излучения и диаграмму направленности излучения.

Если внимательно рассмотреть потери мощности излучения, частично изложенные выше, можно предложить их следующую классификацию.

На наш взгляд, можно однозначно выделить *пассивные потери мощности*, появление которых не приводит к изменению квантового выхода активного (рабочего) слоя СД и/или прямой ветви ВАХ, но при этом должно проявляться в виде аномалий на ВтАХ, ВтВХ, в спектре излучения и диаграмме направленности излучения.

Пассивные потери мощности можно выявлять как до воздействия различных внешних факторов (повышенная температура, внешние электрические поля, ультразвук, ионизирующее излучение и т.д.), так и во время и после воздействий.

К пассивным потерям можно отнести:

- 1) присутствие и/или формирование центров рассеяния и/или поглощения в элементах конструкции СД (различные промежуточные полупроводниковые слои, оптическая линза);
- 2) плохую отражательную способность (или ее ухудшение в результате действия внешних факторов) слоев металлизации;
- 3) деградацию отражателей Брэгга и т.д.;
- 4) дефекты темных линий и пятен.

Активные потери – это потери мощности излучения активного слоя СД, следствием проявления которых является изменение режима его электропитания. К активным потерям мощности излучения следует отнести потери, которые обусловлены следующими причинами:

- 1) высоким сопротивлением омических контактов и/или их деградацией при внешних воздействиях;
- 2) появлением и/или развитием каналов утечки тока на боковой поверхности кристалла СД;
- 3) появлением и/или развитием объемных каналов утечки тока;

4) сокращением эффективной площади активного слоя и т.д.

Конечно же, представленный выше перечень потерь мощности излучения активного слоя СД не является полным и может быть существенно дополнен при проведении соответствующих исследований. Однако возможность и эффективность проведения таких исследований можно оценить только после разработки методики определения этих потерь.

3. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИСПОЛЬЗУЕМОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Объектами исследования выбраны промышленные СД, изготовленные на основе двойных гетероструктур AlGaAs и предназначенные для эксплуатации в инфракрасном диапазоне длин волн.

Кристалл (чип) СД изготавливался по сэндвич-технологии с применением методов:

- осаждения и формирования слоев металлизации для создания омических контактов на многослойной полупроводниковой структуре (пластине);
- фотолитографии и химического травления для формирования кристаллов (чипов);
- скрайбирования для разделения пластин на отдельные чипы.

Выбранные СД имели идентичную конструкцию. Кристалл монтировался на теплоотвод методом прямого или обратного монтажа, присоединялись электрические выводы и формировался корпус из оптического компаунда, который дополнительно имел линзу для создания направленного пучка излучения.

Для измерения основных характеристик СД использовали автоматизированный измерительный комплекс на основе фотометрического шара. Измерительный комплекс позволяет измерять прямое напряжение СД от 0 до 5 В в диапазоне прямых токов 0–500 мА с шагом 1 мА. При этом погрешность задания прямого тока от установленного уровня составляла $\pm 3\%$. Следует отметить, что мощность излучения индивидуального СД в данной работе характеризовали током фотоэлемента, используемого в фотометрическом шаре.

Используемый фотометрический комплекс позволяет исключить из рассмотрения изменение диаграммы направленности излучения СД. Это отдельный вопрос и требует отдельного исследования.

Для демонстрации методики определения потерь мощности излучения в данной работе использовались СД после воздействия факторов длительной эксплуатации и после облучения γ -квантами.

Воздействие факторов длительной эксплуатации проводили на специальном сертифициро-

ванном стенде. В состав стенда входили тепловые камеры, позволяющие задавать требуемую окружающую температуру, набор индивидуальных блоков питания СД и комплекс контрольно-измерительного оборудования для контроля режимов испытаний и обеспечения их стабильности при испытаниях. Форсирование действия эксплуатационных факторов осуществляли методом ступенчатых испытаний при повышенной температуре. На первой ступени рабочий ток СД соответствовал рекомендуемому режиму его эксплуатации ($I_{op} = 50$ мА), окружающая температура изменялась в диапазоне от $+65$ до $+85^\circ\text{C}$. Верхний предел температуры определялся допустимым режимом форсирования. Затем рабочий ток ступенчато повышали на величину, которую выбирали в диапазоне от 25 до 100 мА. Продолжительность каждого ступенчатого воздействия составляла 24 ч. При этом до и после ступенчатого воздействия контролировали ВАХ и ВтАХ СД. Ступенчатые испытания останавливали при появлении катастрофических отказов и/или заметного изменения электрофизических и светотехнических характеристик СД.

Облучение СД γ -квантами в нормальных климатических условиях проводили на изотопной установке “Исследователь” (изотоп ^{60}Co) в пассивном режиме питания. Степень воздействия характеризовали поглощенной дозой D_γ [Гр(Si)].

4. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕРЬ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Конечно же, трудно предполагать с высокой долей вероятности наличие потерь мощности излучения активного слоя у исходных СД, которые не подвергались воздействию внешних факторов. Однако анализ исходных электрофизических и светотехнических характеристик СД, как это будет показано ниже, позволяет выдвинуть такую гипотезу и проверить ее, используя предлагаемую методику.

4.1. Пассивные потери мощности излучения

Рассмотрим проявление пассивных потерь мощности излучения активного слоя СД. Типичная ВАХ СД инфракрасного диапазона длин волн на основе гетероструктуры AlGaAs показана на рис. 1 в двойных логарифмических координатах. Такое представление ВАХ позволяет выделить область *LC* низких токов и область *HC* высоких токов, при этом каждая из выделенных областей характеризуется собственной закономерностью изменения рабочего напряжения в зависимости от рабочего тока.

Рассмотрим ВАХ СД в линейных координатах, которая показана рис. 2. Согласно этому рисунку,

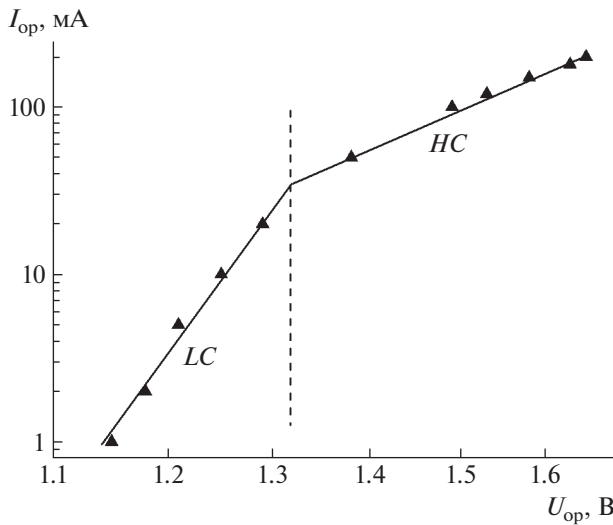


Рис. 1. ВАХ СД на основе гетероструктур AlGaAs в двойных логарифмических координатах. LC — область низких токов, HC — область высоких токов.

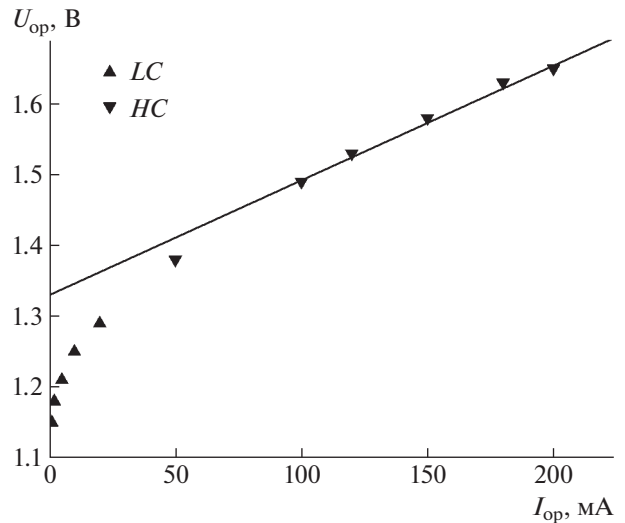


Рис. 2. ВАХ СД на основе гетероструктур AlGaAs в линейных координатах. LC — область низких токов, HC — область высоких токов.

ВАХ в области HC достаточно хорошо описывается следующим соотношением:

$$U_{ор} = U_0 + RI_{ор}, \quad (1)$$

где $U_{ор}$, $I_{ор}$ — рабочее напряжение и рабочий ток СД соответственно; $U_0 = 1.33$ В — напряжение отсечки p – n -перехода СД; $R = 1.62$ Ом — омическое сопротивление активного слоя СД в области HC.

Таким образом, представленные выше результаты позволяют сделать вывод о том, что в области HC ВАХ СД определяется его омическим сопротивлением.

Аналогичным образом рассмотрим ВтАХ СД, которая показана на рис. 3. В данном случае также можно выделить области LC и HC, которые практически совпадают с выделенными ранее областями на ВАХ (см. рис. 1). Согласно представленным на рис. 3 результатам, ВтАХ в области HC может быть описана достаточно простым соотношением:

$$P = AI_{ор}^\gamma, \quad (2)$$

где P — мощность излучения СД; A — коэффициент пропорциональности, величина которого характеризует квантовый выход индивидуального СД и чувствительность фотодиода, используемого при измерениях в фотометрическом шаре; γ — показатель степени.

Вернемся к рис. 3. Наблюдаемое отличие между соотношением (2) и результатами измерений в области LC достаточно хорошо описывается введением потерь мощности излучения. Тогда с учетом результатов измерений в области LC получаем следующее соотношение:

$$P = AI_{ор}^\gamma - \Delta P, \quad (3)$$

где ΔP — пассивные потери мощности излучения активного слоя СД, поскольку их вклад не зависит от рабочего тока СД.

Рассмотрим, каким образом выявленные потери изменяются при воздействии факторов длительной эксплуатации. На рис. 4 показано изменение ВтАХ СД при ступенчатых испытаниях.

Ступенчатые испытания проводили при температуре окружающей среды $+85^\circ\text{C}$, начальном

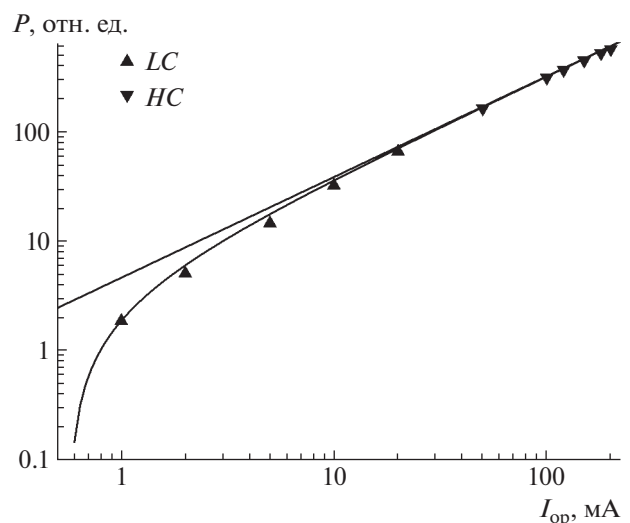


Рис. 3. Типичная ВтАХ СД на основе гетероструктур AlGaAs. LC — область низких токов, HC — область высоких токов.

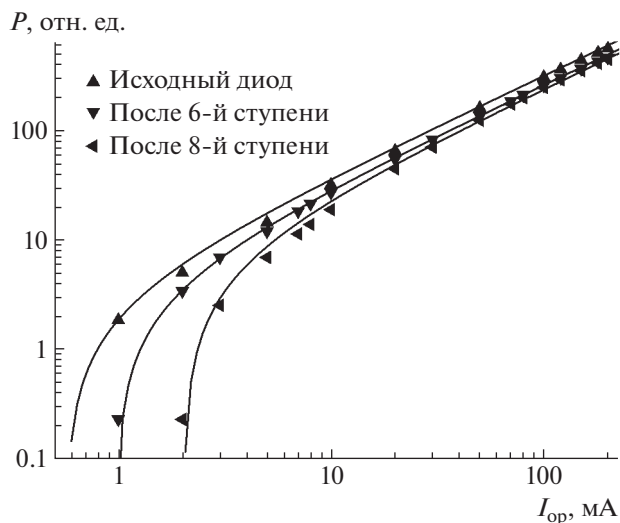


Рис. 4. Изменение ВТАХ СД при ступенчатых испытаниях. Точки — результат измерений; линии — расчет по формуле (3).

токе 50 мА, шаге ступени 50 мА и длительности ступени 24 ч.

Согласно рис. 4, изменение пассивных потерь в результате воздействия факторов длительной эксплуатации приводит к существенному искажению формы ВТАХ по мере роста уровня воздействия. В свою очередь, изменение формы ВТАХ приводит к появлению псевдозависимости скорости снижения мощности излучения от уровня инжекции, а также к псевдозависимости квантовой эффективности от плотности рабочего тока.

Результаты, представленные на рис. 3, позволяют установить закономерность развития потерь в зависимости от номера (или тока) ступени (рис. 5).

Следует отметить, что для данного СД (см. рис. 5) на восьмой ступени испытаний наступил катастрофический отказ.

Рассмотрим изменение пассивных потерь мощности излучения СД при облучении γ -квантами. На рис. 6 показано изменение ВТАХ СД при различных дозах облучения γ -квантами. Полученные закономерности достаточно хорошо описываются соотношением (3).

Таким образом, можно сделать вывод о том, что появление пассивных потерь при воздействии ионизирующего излучения приводит к появлению псевдозависимости скорости снижения мощности излучения от уровня инжекции.

Результаты, представленные на рис. 6, позволяют установить зависимость пассивных потерь мощности излучения СД от дозы облучения γ -квантами (рис. 7).

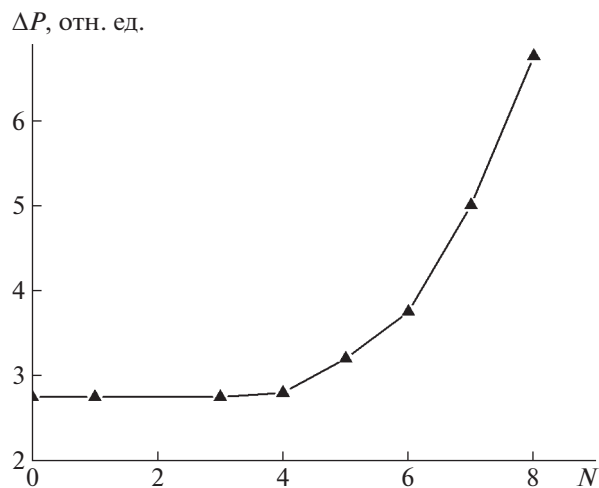


Рис. 5. Зависимость пассивных потерь мощности излучения СД при ступенчатых испытаниях от номера ступени.

Согласно рис. 7, облучение γ -квантами приводит к росту пассивных потерь мощности излучения СД на основе гетероструктур AlGaAs. Следует особо отметить, что облучение дозой $1.86 \cdot 10^8$ Гр привело к развитию катастрофического отказа при последующем измерении ВТАХ.

Рассмотрим вопрос о природе пассивных потерь мощности излучения исследованных в данной работе СД. Выборочный анализ кристаллов до изготовления конструктивно оформленных СД показал, что во всех анализируемых кристаллах наблюдаются ДТЛП. Кроме того, у всех исследуемых конструктивно оформленных СД бы-

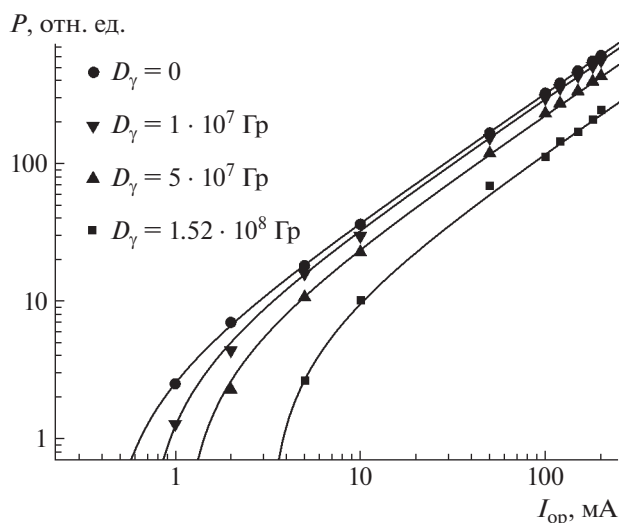


Рис. 6. Изменение ВТАХ СД при различных дозах облучения γ -квантами. Точки — результаты измерений; линии — расчет по соотношению (3).

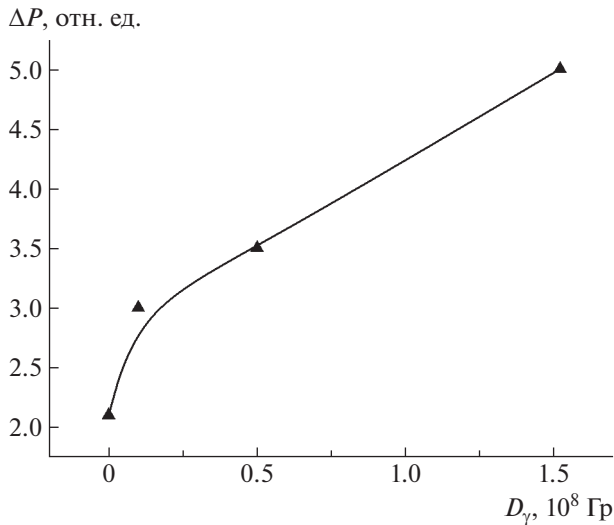


Рис. 7. Изменение пассивных потерь мощности излучения СД от дозы облучения γ -квантами.

ли выявлены пассивные потери мощности излучения. Данные факты позволяют с высокой степенью достоверности утверждать, что описанные выше пассивные потери мощности излучения обусловлены пассивными потерями на ДТЛП. Следует отметить, что в данном случае ДТЛП расположены вне активного слоя, поскольку их вклад не зависит от величины рабочего тока.

4.2. Активные потери мощности излучения

В соответствии с классификацией потерь мощности излучения СД к активным потерям следует отнести потери, которые обусловлены формированием поверхностных и объемных каналов утечки рабочего тока, а также деградацией омического сопротивления СД.

Методика определения активных потерь мощности излучения СД при формировании поверхностных и объемных каналов утечки тока достаточно подробно рассмотрена в [21].

Рассмотрим более подробно деградацию омического сопротивления СД. Омическое сопротивление СД определяется суммой омического сопротивления его активного слоя и сопротивления омических контактов. К настоящему времени нет эффективных способов разделения омического сопротивления контактов и сопротивления активного слоя. В большинстве практических случаев сопротивление омических контактов много меньше сопротивления активного слоя СД, поэтому им можно пренебречь. Суммарное омическое сопротивление СД можно достаточно легко определить по соотношению (1) (см. рис. 1). Таким же способом можно контролировать изменение

омического сопротивления СД при различных внешних воздействиях.

С другой стороны, если в процессе исследований контролировать электрофизические характеристики активного слоя (концентрацию носителей заряда, изменение их подвижности), то по нестабильности отдельных характеристик можно сделать вывод о причинах изменения омического сопротивления СД.

Изменение омического сопротивления при воздействии внешних факторов можно определить по соотношению (1).

Далее рассмотрим, каким образом изменятся характеристики СД при изменении омического сопротивления. На ВАХ СД (см. рис. 2) мы однозначно регистрируем это изменение. На ВтАХ каких-либо изменений не будет, а на ВтВХ появится сдвиг по оси напряжений на величину дополнительного падения напряжения на омическом сопротивлении. Также проявление деградации омического сопротивления СД будет заметно на зависимости КПД от рабочего тока СД.

В случае, когда ДТЛП расположены в активном слое СД, наблюдаемые потери мощности излучения следует отнести к активным потерям, поскольку их вклад в снижение мощности должен зависеть от рабочего тока. Тогда для определения потерь мощности излучения следует воспользоваться следующим соотношением:

$$P = AI_{\text{оп}}^\gamma - \Delta P_{\text{актив}}(I_{\text{оп}}), \quad (4)$$

где $\Delta P_{\text{актив}}(I_{\text{оп}})$ – активные потери мощности излучения.

Объединив соотношения (3), (4), получим общую формулу для определения потерь мощности излучения активного слоя в конструктивно оформленном СД:

$$P = AI_{\text{оп}} - \Delta P - \Delta P_{\text{актив}}(I_{\text{оп}}). \quad (5)$$

Таким образом, изложенная выше методика позволяет определять пассивные и активные потери мощности излучения как для исходных СД, так и для СД после воздействия различных внешних факторов.

Предложенная методика не позволяет установить причину появления и развития пассивных потерь при воздействии внешних факторов, однако полученные результаты исследований позволяют планировать целевые эксперименты по установлению физической природы потерь мощности.

Практическая реализация указанных выше исследований позволит повысить достоверность оценки эксплуатационных свойств СД (минимальная наработка, безотказность, радиационная стойкость и т.д.).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем основные результаты и выводы, полученные в данной работе.

1. На основании анализа известных литературных данных о деградации СД и их конструкции предложена классификация потерь мощности излучения активного слоя СД. При этом выделены активные и пассивные потери мощности. Последние не приводят к изменению квантового выхода активного (рабочего) слоя СД и/или прямой ветви ВАХ, но при этом проявляются в виде аномалий на светотехнических характеристиках СД.

2. Предложена методика определения пассивных и активных потерь мощности излучения активного слоя СД.

3. На примере СД инфракрасного диапазона длин волн, изготовленных на основе гетероструктур AlGaAs, показана эффективность контроля пассивных потерь мощности излучения при исследовании их эксплуатационных свойств.

4. Показано, что появление пассивных потерь мощности излучения СД приводит к появлению мнимой зависимости квантовой эффективности от плотности рабочего тока СД.

5. Показано, что пассивные потери мощности излучения СД на основе гетероструктур AlGaAs могут быть обусловлены дефектами темных линий и пятен.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке программы развития Томского политехнического университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bergh A.A., Dean P.J. Light-emitting diodes. Oxford: Clarendon Press, 1976.
2. Коган Л.М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. М.: Энергоатомиздат, 1983.
3. Шуберт Ф. Светодиоды. М.: Физматлит, 2008.
4. Eliashevich I., Debray J., Tran C.A., Venugopalan H., Karlicek Jr. F.R. // Proc. of SPIE Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications IV. 2000. V. 3938. <https://doi.org/10.1117/12.382815>
5. Stockman S.A., Walter Yao H., Schubert E.F. // Proc. of SPIE Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications VIII. 2004. V. 5366. <https://doi.org/10.1117/12.528938>
6. Холгер Просс (Holger Pross) // Современная светотехника. 2010. № 5. С. 47.
7. Gradowboev A.V., Simonova A.V., Orlova K.N. // Physica Status Solidi (C). 2016. V. 13. № 10–12. P. 895. <https://doi.org/10.1002/pssc.201600035>
8. Shailesh K.R., Ciji P.K., Savitha G.K. // International Journal of Semiconductor Science & Technology. 2012. V. 3. № 1. P. 43. <https://doi.org/10.1109/ICETEEEM.2012.6494509>
9. Orlova K., Gradowboev A.V., Simonova A. // International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering. 2022. V. 12. P. 100. https://doi.org/10.46338/ijetae0222_12
10. Gradowboev A.V., Orlova K.N. // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2015. V. 81. № 1. P. 012008. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/81/1/012008>
11. Aliyu Y.H., Morgan D.V., Thomas H., Bland S.W. // Electronics Letters. 1995. V. 31. Issue 19. P. 1691. <https://doi.org/10.1049/el:19951132>
12. Chin A.K., Zydzik G., Singh S., van Uiter L.G., Minneci G. // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena. 1983. V. 1. Issue 1. P. 72.
13. Gessmann T., Schubert E.R., Graff J.W., Streubel K., Kamutsch C. // IEEE Electron Device Letters. 2003. V. 24. Issue 11. P. 683. <https://doi.org/10.1109/LED.2003.817386>
14. Lee Y.C., Lee C.E., Kuo H.C., Lu T.C., Wang S.C. // IEEE Photonics Technology Letters. 2008. V. 20. Issue 5. P. 369. <https://doi.org/10.1109/LPT.2008.2010903>
15. Suzuki T., Matsumoto Y. // Applied Physics Letters. 1975. V. 26. № 8. P. 431. <https://doi.org/10.1063/1.88226>
16. Ishida K., Kamejima T., Matsui J. // Applied Physics Letters. 1977. V. 31. № 6. P. 397.
17. Chin A.K., Zipfel C.L., Chin B.H., DiGiuseppe M.A. // Applied Physics Letters. 1983. V. 42. № 12. P. 1031. <https://doi.org/10.1063/1.93831>
18. Chand N., Chu S.N.G. // Applied Physics Letters. 1991. V. 58. № 1. P. 74.
19. Lester S.D., Ponce R.A., Craford M.G., Steigerwald D.A. // Applied Physics Letters. 1995. V. 66. № 10. P. 1249. <https://doi.org/10.1063/1.113252>
20. Hino T., Tomiya S., Miyajima T., Yanashima K., Hashimoto S., Ikeda M. // Applied Physics Letters. 2000. V. 76. № 23. P. 3421. <https://doi.org/10.1063/1.126666>
21. Градобоев А.В., Орлова К.Н., Симонова А.В., Седнев В.В. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 90. <https://doi.org/10.31857/S0032816221040157>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.373.8

МАЛОГАБАРИТНЫЙ CuBr-ЛАЗЕР С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ БЛОКОМ ЗАРЯДА НАКОПИТЕЛЬНОГО КОНДЕНСАТОРА

© 2023 г. К. Ю. Семенов^{a,b,*}, П. И. Гембух^a, М. В. Тригуб^{a,b}

^a Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
Россия, 634055, Томск, площадь Академика Зуева, 1

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

*e-mail: semenovkostya98@gmail.com

Поступила в редакцию 13.04.2022 г.

После доработки 23.06.2022 г.

Принята к публикации 07.07.2022 г.

Представлены результаты разработки малогабаритного лазера на парах бромида меди с импульсным зарядом рабочей емкости. Особенности разработанного устройства являются высокочастотный режим заряда рабочей емкости (свыше 200 кГц) и варьируемая в интервале вплоть до 36 кГц частота следования импульсов генерации. При возбуждении активного элемента (длина 50 см, диаметр 2 см) с помощью разработанного источника достигнута мощность генерации 1.6 Вт при частоте следования импульсов 36 кГц. При этом мощность источника питания составляла 750 Вт.

DOI: 10.31857/S0032816222060179, EDN: JQAFRN

ВВЕДЕНИЕ

Повышение эффективности возбуждения лазеров является важной задачей, успешное решение которой во многом определяет дальнейшее внедрение лазерных технологий в различные секторы экономики для решения конкретных технологических задач. На сегодняшний день они позволяют решать задачи в различных сферах – от металлообработки до хирургии [1, 2]. Кроме того, квантовые технологии достаточно широко представлены в области информационных и телекоммуникационных цифровых систем. Существует ряд задач, где лазерные системы используются для получения изображений объектов наблюдения, экранированных широкополосной фоновой засветкой [3, 4]. Одним из направлений в этой области является построение высокоскоростных активных оптических систем с усилителями яркости изображений [5]. Наиболее перспективные разработки в этой сфере основаны на применении активных элементов на парах галогенидов металлов, работающих при повышенных частотах следования импульсов [6, 7]. Наибольшее распространение получили среды на парах галогенидов меди, в частности CuBr, а также на переходах атома марганца благодаря высокому коэффициенту усиления активной среды и низким рабочим температурам [8–10]. Это, в совокупности с высокой частотой следования импульсов усилителя яркости на парах CuBr, позволило изучать про-

цессы, экранированные фоновой засветкой, в режиме реального времени без дополнительной обработки и цифровой фильтрации формируемых изображений [11–13].

Таким образом, можно заключить, что в ряде современных применений активные среды на парах галогенидов меди и марганца остаются весьма востребованными. Именно это определяет необходимость в повышении их практической эффективности и ресурса.

До появления на рынке доступных транзисторов, таких как MOSFET (Metal–Oxide–Semiconductor Field-Effect-Transistors) и IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor), широко применялись схемы с использованием сетевых высоковольтных трансформаторов, имеющих большие массу и габариты [14]. Недостатки такой схемы очевидны – крайне высокие массогабаритные параметры магнитных элементов и, как следствие, стоимость устройства, а также практически полное отсутствие мобильности.

В настоящее время широкое применение нашли источники накачки с импульсным зарядом рабочей емкости [15, 16] на основе MOSFET или IGBT. Такой метод заряда позволил значительно снизить массогабаритные параметры магнитных элементов по сравнению со схемой из работы [14]. Подобное решение также имеет ряд недостатков, основной из которых – привязка частоты работы преобразователя к частоте коммутации

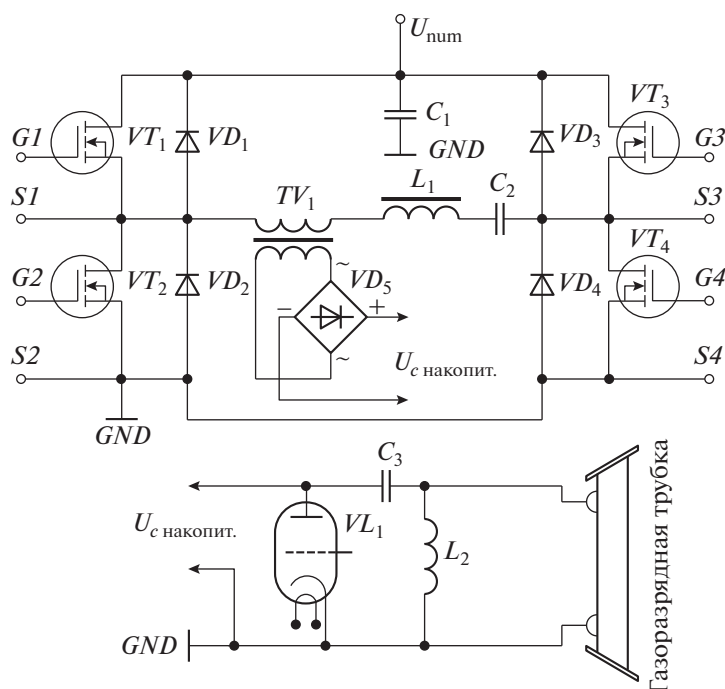


Рис. 1. Принципиальная схема инвертора.

тиратрона, а также заряд накопительного конденсатора за один относительно длинный импульс. Хотя применение такого способа заряда накопительной емкости и дает возможность снизить размеры силовой части в целом, размер магнитных элементов по-прежнему не позволяет создавать высокочастотные системы на основе лазеров на парах металлов и галогенидов.

В рамках данной работы решалась задача повышения эффективности источника питания, улучшения его тактико-технических характеристик. Был разработан источник питания с высокочастотным возбуждением накопительного конденсатора. На основе такого источника был реализован действующий макет лазера на парах бромида меди, предназначенный для решения задач скоростной визуализации [17] с временным разрешением до 27.8 мкс.

ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ АКТИВНЫХ СРЕД НА ПАРАХ БРОМИДА МЕДИ

Коллективом авторов данной работы был предложен и реализован многоступенчатый способ заряда накопительной емкости за несколько импульсов с частотой следования выше 250 кГц. Такое решение позволило значительно снизить массогабаритные параметры магнитных элементов, на которые приходилось до 50% массы всех компонентов блока заряда накопительного конденсатора [15, 16]. На рис. 1 показаны принципиальная схема инвертора в основных элементах и

схема формирования импульса накачки газоразрядной трубки (ГРТ).

Конденсатор C_1 емкостью 1.5 мкФ с зарядным напряжением до 630 В (TDK Corp., www.tdk.com) служит для питания инвертора. Дроссель L_1 индуктивностью 30 мкГн, выполненный на сердечнике ETD59 N87 (TDK Corp., www.tdk.com), и составной из двух конденсаторов K78-2 6800 пФ, 2 кВ (ООО «Поликонд», policond.ru) суммарной емкостью 13.6 нФ конденсатор C_2 образуют последовательный резонансный контур. Заряд накопительной емкости C_3 , выполненной на конденсаторах КВИ-3 (АС «Энергия», asenergi.ru) суммарной емкостью 830 пФ, осуществляется через зарядный дроссель L_2 индуктивностью 50 мкГн, выполненный без сердечника. За счет повышения частоты формирования импульсов для высоковольтного трансформатора TV_1 его удалось реализовать на сердечнике B64290L0084X087 размером $R102 \times 66 \times 15$ мм (TDK Corp., www.tdk.com). Инвертор выполнен на транзисторах STP26NM60N (STMicroelectronics, www.st.com) и диодах C3D02060F (Wolfspeed, www.wolfspeed.com). Высоковольтный выпрямитель VD_5 состоит из 64-х диодов HER308 (MOSPEC, www.mospec.com.tw). Для коммутации C_3 на газоразрядную трубку использован тиратрон ТГИ1-270/12 (АО «ПЛАЗМА», www.plasmlabs.ru).

Управление осуществляется с помощью системы, реализованной на микроконтроллере STM32F100RBT6 (STMicroelectronics, www.st.com).

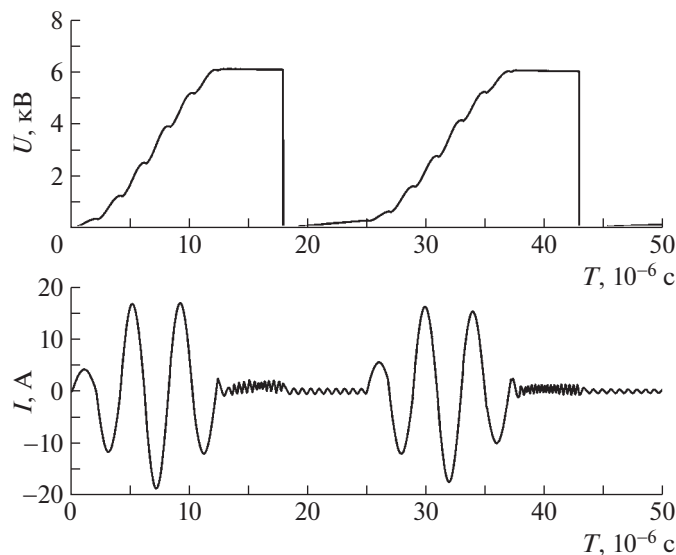


Рис. 2. U — диаграмма напряжения на накопительном конденсаторе; I — диаграмма тока в диагонали инвертора.

Сигналы управления мостовым преобразователем усиливаются драйверами TC4420EP (Microchip Inc., www.microchip.com) и подаются на затворы MOSFET через развязывающие трансформаторы. На схему запуска тиратрона сигнал передается по оптической линии при помощи оптического передатчика HFBR-1528Z и принимается с помощью оптического приемника HFBR-2528Z (Broadcom Inc., www.broadcom.com).

Реализация многоступенчатого высокочастотного заряда требует применения в первичной цепи последовательного резонансного контура, емкость которого в 10–20 раз меньше пересчитанной в первичную цепь емкости накопительного конденсатора. Такое схемотехническое решение обуславливает гармоническую форму заряжающих импульсов (рис. 2). Амплитуды импульсов формируют квазисинусоидальную огибающую, параметры которой зависят от дросселя L_1 и накопительной емкости C_3 .

Для оптимизации конструкции источника питания на первом этапе проводилось компьютерное моделирование разработанной схемы для реализуемого алгоритма заряда накопительного конденсатора. На рис. 2 изображены диаграммы, полученные при моделировании со следующими параметрами: емкость накопительного конденсатора 830 пФ, частота работы инвертора 245 кГц, входное напряжение 215 В. Заряд емкости происходил за 3 периода работы инвертора, частота разряда накопительного конденсатора была задана 40 кГц.

Параметры модели соответствовали параметрам как реальной электрической схемы, так и используемых в ней компонентов, благодаря чему удалось достичь высокой сходимости результа-

тов, полученных при моделировании и экспериментально. Это прослеживается в результатах исследования экспериментального макета при аналогичных параметрах.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАКЕТА

Варьированием числа и частоты импульсов можно подбирать оптимальный режим работы источника для заряда накопительных конденсаторов различного номинала. Изменение рабочей емкости требуется для оптимизации режима возбуждения активных сред на парах галогенидов металлов в зависимости от температурных условий работы, а также наличия водородосодержащих добавок [18]. Для накопительной емкости 2200 пФ была получена серия осциллограмм для различного числа пар заряжающих импульсов (рис. 3). Частота работы тиратрона для всех случаев составляла 12 кГц. При этом входное напряжение и ток выбирались таким образом, чтобы напряжение на накопительной емкости перед ее разрядом составляло 4 кВ. Значения напряжения питания инвертора и потребляемого тока для различного числа пар импульсов заряда накопительной емкости 2200 пФ представлены ниже:

Число пар заряжающих импульсов	3	4	5
Напряжение питания инвертора, В	185	170	170
Действующий ток от вспомогательного источника питания, А	1.25	1.4	1.45

На рис. 4 приведены осциллограммы при частоте следования импульсов разряда накопительного конденсатора на ГРТ 36 кГц.

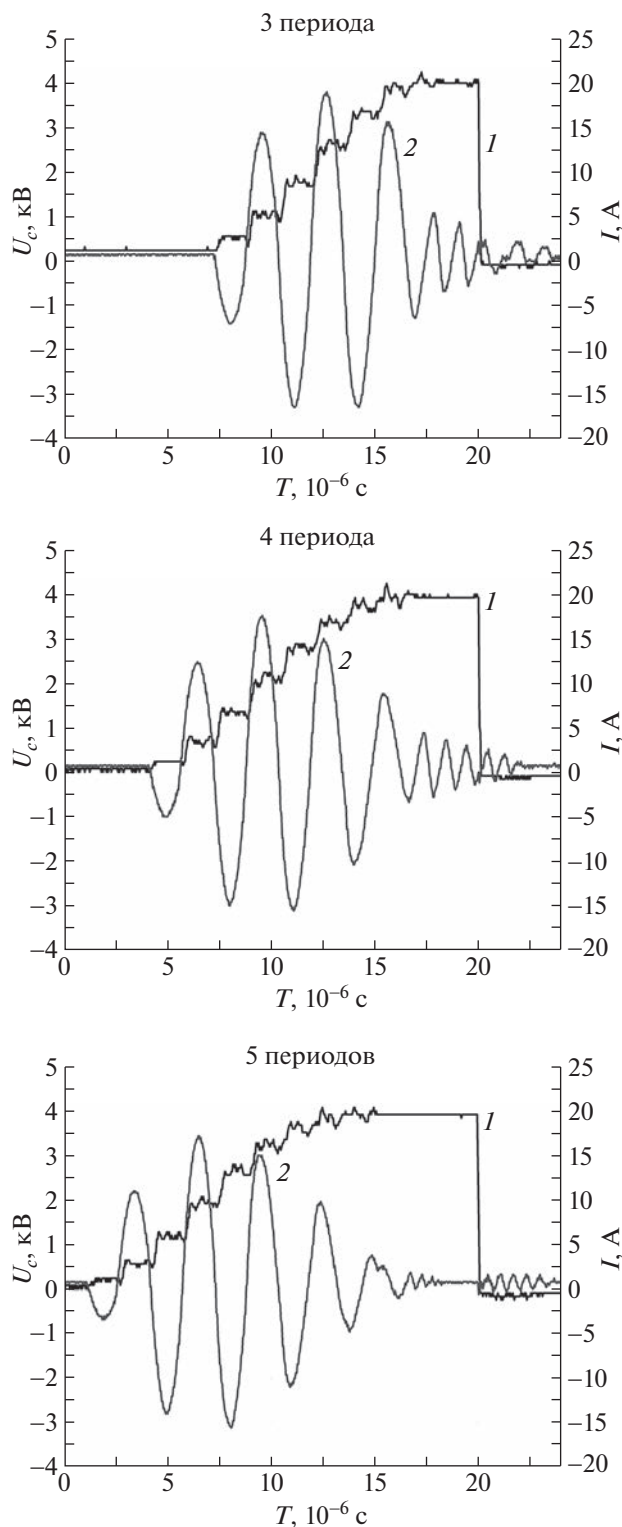


Рис. 3. Напряжение на накопительном конденсаторе (1) и ток первичной обмотки трансформатора (2) для различного числа пар импульсов заряда накопительной емкости 2200 пФ при частоте работы тиратрона 12 кГц.

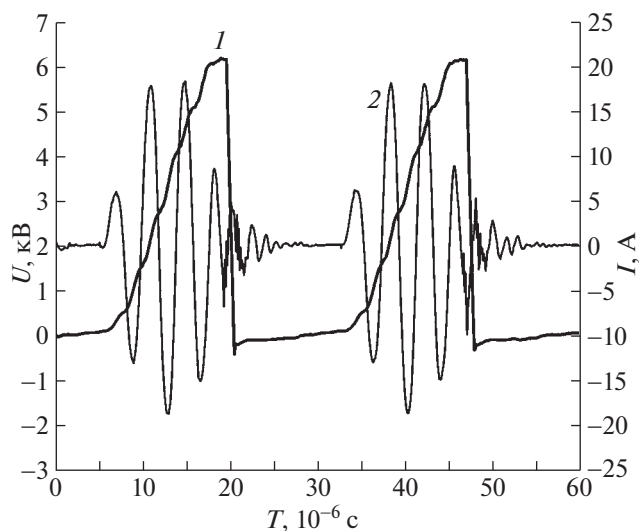


Рис. 4. Напряжение на накопительном конденсаторе (1) и ток первичной обмотки трансформатора (2) экспериментального макета для емкости 830 пФ при частоте работы тиратрона 36 кГц.

При экспериментальном исследовании макета накопительный конденсатор емкостью 830 пФ заряжался до напряжения 6 кВ за 3 периода работы инвертора при частоте последнего 254 кГц. Максимальный ток первичной обмотки составил примерно 17 А при входном напряжении 215 В, что отлично согласуется с результатами компьютерного моделирования (см. рис. 2). Небольшое отличие заключалось в том, что частота заряжающих импульсов в экспериментальном макете была на 3.6% выше, чем при компьютерном моделировании. Разряд емкости на ГРТ происходил с помощью тиратрона ТГИ1-270/12 с частотой 36 кГц, дальнейшее увеличение частоты было ограничено временем восстановления электрической прочности тиратрона.

При экспериментальном исследовании макета с частотой следования импульсов накачки 36 кГц (см. рис. 3) использовался активный элемент на парах CuVg со следующими параметрами ГРТ: длина активной зоны 50 см, диаметр 2 см. Мощность излучения составляла 1.2 Вт, а при введении водородсодержащей добавки — 1.6 Вт. При этом потребляемая блоком заряда накопительной емкости мощность составляла 750 Вт. Развернутые осциллограммы импульсов генерации, напряжения на ГРТ и тока через ГРТ представлены на рис. 5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спроектирован и реализован малогабаритный CuVg-лазер с высокочастотным блоком заряда накопительного конденсатора. Основным преимуществом блока возбуждения является высокочастотный резонансный заряд накопительного

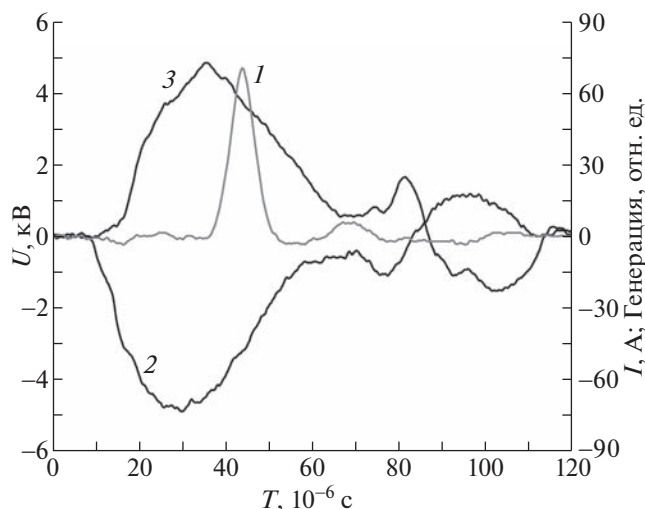


Рис. 5. Осциллограммы импульса генерации (1), напряжения на ГРТ (2) и тока через ГРТ (3) при частоте следования импульсов 36 кГц и напряжении на накопительном конденсаторе 6 кВ.

конденсатора с частотой следования импульсов 254 кГц. Это позволило уменьшить массогабаритные параметры высоковольтного трансформатора более чем в 6 раз и реализовать его на тороидальном сердечнике $R102 \times 65.8 \times 15$ мм из материала N87. Эффективность заряда накопительного конденсатора составила 73%. Такая эффективность связана не только с потерями в мостовом инверторе и токами утечки в блоке тиратрона, но и с наличием паразитных емкостей длинных высоковольтных линий, на заряд которых тратилось до 17% мощности силовой части. Но даже с учетом этого эффективность оказалась выше, чем для ранее представленных систем возбуждения.

Разработанный источник был использован при возбуждении активной среды с частотой следования импульсов 36 кГц, что дает возможность реализовать систему визуализации с временным разрешением до 27.8 мкс. При этом мощность генерации при использовании в активном элементе плоскопараллельного резонатора составила 1.6 Вт, объем активной зоны — 157 см^3 .

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Разработка и исследование ВЧ-усилителя яркости выполнены при поддержке РНФ 19-79-10096, финансирование 2022 года (19-79-10096-П).

Работа по оптимизации возбуждения — при поддержке государственного задания ИОА СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вакс Е.Д., Миленский М.Н., Сапрыкин Л.Г. Практика прецизионной лазерной обработки. М.: Техносфера, 2013.
2. Блоцкий А.А., Шмелева Н.В. // Бюллетень физиологии и патологии дыхания. 2009. № 34. С. 12 URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/primenenie-lazernoy-i-endoskopicheskoy-hirurgii-v-otorinolaringologii-obzor-literatury> (дата обращения: 23.03.2022)
3. Kanitz A., Kalus M.R., Gurevich E.L., Ostendorf A., Barcikowski S., Amans D. // Plasma Sources Science and Technology. 2019. V. 28. № 10. P. 103001 <https://doi.org/10.1088/1361-6595/AB3DBE>
4. Kraft S., Schille J., Mauersberger S., Schneider L., Loeschner U. // Proc. SPIE Laser-based Micro- and Nanoprocessing XIV. 2020. V. 11268. P. 54. <https://doi.org/10.1117/12.2545021>
5. Trigub M.V., Vasne N.A., Evtushenko G.S. // Appl. Phys. B. 2020. V. 126. P. 33. <https://doi.org/10.1007/s00340-020-7387-5>
6. Trigub M.V., Evtushenko G.S., Torgaev S.N., Shiyonov D.V., Evtushenko T.G. // Optics Communications. 2016. V. 376. P. 81. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.04.039>
7. Нехорошев В.О., Федоров В.Ф., Евтушенко Г.С., Торгаев С.Н. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 10. С. 877.
8. Суханов В.Б., Троцкий В.О., Губарев Ф.А., Иванов А.И. Патент РФ на полезную модель № 62742 // Оpubл. 27.04.2007. Бюл. № 12.
9. Kostadinov I.K., Temelkov K.A., Astadjov D.N., Slaveeva S.I., Yankov G.P., Sabotinov N.V. // Optics Communications. 2021. V. 501. P. 127363. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2021.127363>
10. Bokhan P.A., Gugin P.P., Zakrevskii D.E. // Quantum Electronics. 2016. V. 46. № 9. P. 782. <https://doi.org/10.1070/QEL16127>
11. Trigub M.V., Vasnev N.A., Evtushenko G.S. // Applied Physics B: Lasers and Optics. 2020. V. 126. № 3. P. 33. <https://doi.org/10.1007/s00340-020-7387-5>
12. Li L., Ilyin A.P., Gubarev F.A., Mostovshchikov A.V., Klenovskii M.S. // Ceramics International. 2018. V. 46. № 16. P. 19800. <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2018.07.237>
13. Gubarev F.A., Klenovskii M.S., Li L., Mostovshchikov A.V., Ilyin A.P. // Optica Pura y Aplicada. 2018. V. 51. № 4. P. 1. <https://doi.org/10.7149/OPA.51.4.51003>
14. Казарян М.А., Петраш Г.Г., Трофимов А.Н. Импульсные лазеры на парах галогенидов меди // Труды ФИАН. 1987. Т. 181. С. 54.
15. Андриенко О.С., Димаки В.А., Колбычев Г.В., Суханов В.Б., Троцкий В.О. // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. № 11. С. 890.
16. Тригуб М.В., Огородников Д.Н., Димаки В.А. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 12. С. 1112.
17. Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Торгаев С.Н., Тригуб М.В., Шиянов Д.В. Скоростные усилители яркости на индуцированных переходах в парах металлов. Томск: STT, 2016.
18. Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В., Губарев Ф.А. Лазеры на парах металлов с высокими частотами следования импульсов: монография. 2-е изд. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2012.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 535.233

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕНСИВНОСТИ ИНФРАКРАСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА В ЯЧЕЙКЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2023 г. К. М. Булатов^а, П. В. Зинин^{а,*}, П. А. Носов^{б,**}, Н. А. Храмов^б

^аНаучно-технологический центр уникального приборостроения РАН
Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15

^бМосковский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет)
Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1

*e-mail: zosimpvz@mail.ru

**e-mail: pan@bmstu.ru

Поступила в редакцию 18.05.2022 г.

После доработки 30.06.2022 г.

Принята к публикации 19.08.2022 г.

Предложена новая схема оптической системы с разделенными каналами лазерного нагрева образца в ячейке высокого давления и измерения распределений температуры и интенсивности инфракрасного (ИК) лазерного излучения. Такое разделение достигнуто за счет введения поляризационного кубического светоделителя между ячейкой высокого давления и объективом оптической системы измерительного канала. Показано, что введение светоделителя не приводит ни к увеличению хроматических аберраций оптической системы измерительного канала, ни к искажению измеряемого распределения температуры. В схеме в канале нагрева подвижная фокусирующая линза обеспечивает широкое пятно мощного лазерного ИК-излучения на образце и меньший градиент температуры. В данной схеме отсутствует перегрев оптических элементов в канале нагрева, что позволяет проводить длительное воздействие мощного лазерного излучения на образец в ячейках высокого давления.

DOI: 10.31857/S003281622301007X, EDN: JSCUMW

ВВЕДЕНИЕ

Нагрев лазерным излучением инициирует на поверхности твердого тела различные процессы, такие как эмиссионные, структурные (рекристаллизация, отжиг дефектов в полупроводниковых структурах и т.д.), а также поверхностные химические реакции, термомеханические эффекты, фазовые переходы (плавление, испарение) [1]. В основе всех указанных процессов лежит тепловое действие света [2]. Лазерный нагрев применяется при обработке материалов [3, 4], для нанесения покрытий [5], разделения материалов [6] и др. Нагрев лазерным излучением является уникальным экспериментальным методом исследования поведения вещества в экстремальных условиях в ячейках с алмазными наковальнями — при высоких статических давлениях и температурах [7]. Сжатие материалов в таких ячейках позволяет создать статическое давление до 6 Мбар и температуру до 6000 К [8].

Лазерный нагрев в ячейках высокого давления приводит к температурным градиентам, которые

влияют на происходящие в веществе физические процессы [9]. Для измерения распределения температуры на поверхности нагретых лазерным излучением тел был разработан метод, основанный на использовании тандемного акустооптического видеофильтра (ТАОФ). Метод ТАОФ позволяет проводить измерение температуры с максимальной точностью до 40 К с пространственным разрешением 4 мкм [7]. Впоследствии было показано, что с помощью этого метода можно измерить распределение интенсивности поля лазерного излучения на образце при его нагреве излучением мощного лазера [10]. Было также показано, что визуализация распределения интенсивности лазерного ИК-излучения позволяет изучать процессы плавления, измерять теплопроводность металлов при высоких давлениях и температурах [11, 12]. Однако в схеме для измерения распределения интенсивности, предложенной в работе [13], фокусировка лазерного излучения на образце, визуализация и измерение распределения температуры на поверхности образца осуществлялись одним и тем же объективом. Такая схема

лазерного нагрева в ячейках высокого давления является общепринятой в настоящее время [9] и имеет ряд недостатков. Во-первых, фокусировка излучения нагревающего мощного лазера на поверхности образца приводит к огромным градиентам температуры в образце. Во-вторых, расфокусирование оптических систем канала лазерного нагрева и измерения температуры приводит к некорректному измерению температуры.

Стандартный метод лазерного нагрева имеет еще один существенный недостаток, который связан с нагревом объектива вследствие распространения мощного лазерного излучения, что в свою очередь приводит к изменению фокусного расстояния объектива и искажению температурной карты.

Чтобы увеличить размер лазерного пучка на поверхности образца в ячейке высокого давления и одновременно проводить измерения распределений температуры и интенсивности лазерного излучения, а также наблюдать процессы плавления, необходимо разделить фокусировку лазерного пучка на образце и оптическую систему, предназначенную для измерения [14].

Такой подход был применен в установке лазерного нагрева в ячейках высокого давления [15]. В такой установке нагрев образцов микрометрических размеров проводят сфокусированным излучением непрерывного ИК-лазера с длиной волны $\lambda = 1070$ нм (Nd:YAG-лазер) [16].

В данной работе предложена оптическая схема и продемонстрирована ее эффективность для получения широкого сфокусированного пучка нагревающего ИК-лазера с одновременным измерением распределений температуры и интенсивности лазерного пучка на поверхности образца в алмазной наковальне.

ОПИСАНИЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

В 2016 году предложен принципиально новый метод измерения двумерного распределения абсолютной температуры поверхности нагретого тела [17]. Для измерения распределения температуры вольфрамовой нити накала, нагреваемой постоянным током от стабилизированного источника тока, был использован ТАОФ. Устройства данного типа характеризуются высоким спектральным разрешением, достаточно широким диапазоном перестройки, высоким качеством изображения и высоким быстродействием, а также отсутствием подвижных элементов [18]. Интенсивность каждой точки спектрального изображения пропорциональна интенсивности излучения соответствующей точки нагретого тела. Набор спектральных изображений, полученных в исследуемом спектральном диапазоне, поз-

воляет вычислить зависимость интенсивности излучения каждой точки нагретого объекта от длины волны. Пространственное распределение температуры образца $T(x, y)$ и излучательная способность поверхности нагретого тела находятся в результате аппроксимации функцией Планка, измеренной в каждом пикселе интенсивности теплового излучения $I(x, y, \lambda)$ [17].

Измерение распределения температуры по поверхности образца, нагреваемого излучением лазера, очень чувствительно к положению перетяжки лазерного пучка (излучение ИК-лазера на длине волны 1070 нм невозможно наблюдать визуально, поскольку оно лежит за границей видимого диапазона, поэтому нахождение плоскости фокусировки излучения ИК-лазера является сложной задачей). Оказалось, что применение ТАОФ позволяет визуализировать распределение интенсивности излучения ИК-лазера на поверхности нагреваемого образца [13]. ТАОФ настраивается на длину волны 1038 нм. Это дает возможность, во-первых, визуализировать излучение мощного ИК-лазера на камере и, во-вторых, обнаружить положение плоскости фокусировки излучения ИК-лазера.

В данной работе предлагается разделить каналы фокусировки мощного лазерного излучения на образце и измерения распределения температуры. Такая схема показана на рис. 1. Система лазерного нагрева включает в себя следующие элементы: мощный волоконный ИК-лазер, набор ослабляющих фильтров (Ф), фокусирующую линзу (L_2), поляризационный кубический светоделитель (ПСД), поглотитель оптического излучения (П), используемый для рассеяния лазерного излучения вертикальной поляризации. В работе использовался ИК-лазер IPG Photonics YLR-200-AC-Y11, $\lambda = 1070$ нм. За счет перемещения линзы L_2 появляется возможность управлять размером лазерного пучка на образце. Оптическая система канала измерения для получения гиперспектральных изображений нагретого образца и профиля интенсивности лазерного пучка состоит из следующих элементов: ПСД, объектив (с 20-кратным увеличением), ТАОФ, камера. Размер светоделителя должен быть минимально возможным для уменьшения хроматических aberrаций.

Основная идея применения ПСД в схеме лазерного нагрева заключается в том, что в результате разделения излучения ПСД и фокусировки линзой L_2 на образец попадает лазерное ИК-излучение горизонтальной поляризации. В свою очередь, вертикальная компонента лазерного излучения рассеивается на тепловом экране. Тепловое излучение от образца, индуцированное лазерным излучением, пройдя через ПСД, делится на излучение с горизонтальной (не используется) и вертикальной поляризациями. Вертикальная

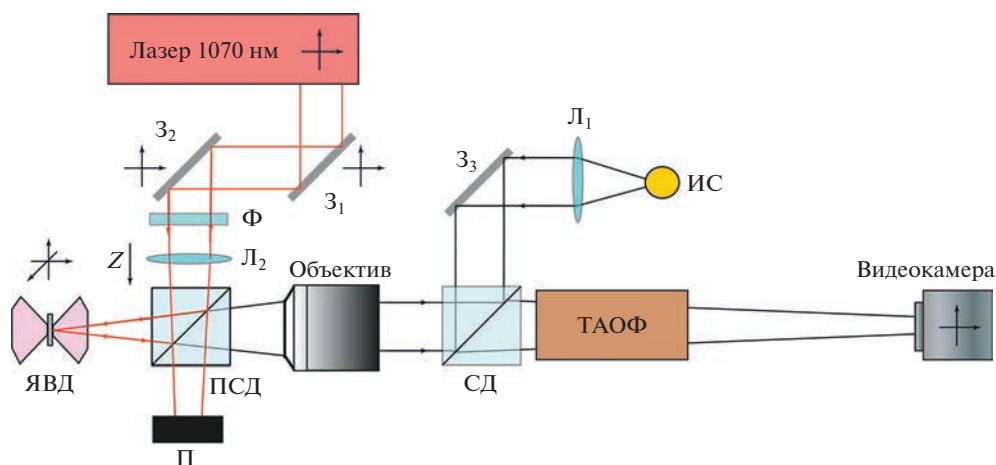


Рис. 1. Схема установки по лазерному нагреву в ячейках высокого давления на основе ТАОФ с системой измерения распределений температуры образца и интенсивности лазерного ИК-излучения. 3_1 – 3_3 – юстировочные зеркала; ЯВД – ячейка высокого давления на алмазных наковальнях; ПСД – поляризационный кубический светоделитель; СД – кубический светоделитель; Φ – набор ослабляющих фильтров; L_1 , L_2 – линзы; П – поглотитель оптического излучения; ИС – источник света; ТАОФ – тандемный акустооптический видеофильтр. Положение наковальни привязано к декартовой системе координат. Движение линзы L_2 в положительном направлении оси Z приводит к фокусировке пучка за образцом, а при движении в отрицательном направлении – перед образцом (внутри переднего алмаза).

компонента фокусируется объективом (микро-объектов апохромат с 20-кратным увеличением с большим рабочим отрезком, $NA = 0.28$, $f' = 20$ мм) и попадает в ТАОФ. В силу того что ТАОФ является поляризационным прибором с линейной вертикальной поляризацией, использование ПСД не вносит потерь. Прошедшее через монохроматор ТАОФ излучение фокусируется на матрицу видекамеры. Для расчета положения изображения нагретого образца используется формула Гаусса из теории оптических систем. Данная схема обеспечивает возможность одновременного измерения распределения абсолютной температуры на поверхности нагреваемого образца и распределения интенсивности лазерного излучения. При этом использование такого модуля возможно и в других схемах лазерного нагрева, где между объективом и нагреваемым материалом можно установить поляризационный куб с размером 5 мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Чтобы показать, что измерение распределения интенсивности излучения ИК-лазера с помощью ТАОФ, установленного на длину волны 1038 нм, совпадает с реальным распределением интенсивности поля лазерного излучения на поверхности образца, в ячейку высокого давления вместо образца установили плоское ИК-зеркало. Это было реализовано путем зажатия зеркала между алмазными наковальнями.

Минимальная мощность излучения непрерывного лазера IPG 200 составляет 200 Вт. В лазерном пятне диаметром 10 мкм плотность мощности равна $2 \cdot 10^5$ Вт/см² = 0.2 МВт/см². При такой плотности мощности возникнут необратимые разрушения матрицы [19]. Возможность использования только поглощающих фильтров не рассматривалась из-за вероятности их повреждения, поэтому применялись стеклянные пластинки, которые наклонялись на малый угол относительно оптической оси системы. Для уменьшения интенсивности излучения использовалось десять стеклянных пластинок (каждая из них отражала ~7% падающего излучения), после которых были установлены два поглощающих светофильтра (каждый из которых поглощал 50% падающего на них излучения), что в итоге обеспечило прохождение 0.07 Вт лазерного излучения.

Распределение интенсивности излучения ИК-лазера на поверхности зеркала измерялось при различных положениях фокусирующей линзы L_2 относительно зеркала. На рис. 2а показано распределение интенсивности отраженного от зеркала лазерного излучения, полученное посредством ТАОФ, когда фокусы измерительной оптической системы с ТАОФ и системы фокусировки излучения ИК-лазера совпадают. На рис. 3а показано распределение интенсивности отраженного от зеркала лазерного излучения при смещении фокусирующей линзы L_2 на 110 мкм (отрицательное значение координаты z , см. рис. 1). После этого зеркало заменили на видекамеру и были проведены аналогичные измерения.

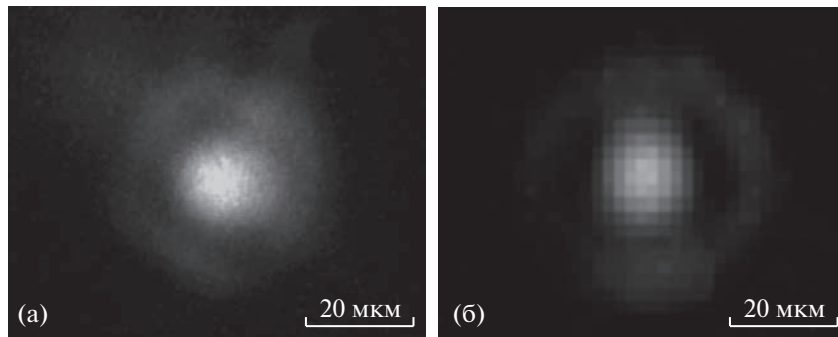


Рис. 2. Распределение интенсивности ИК-излучения лазера в ячейке высокого давления при совмещении фокусов системы фокусировки излучения ИК-лазера и измерительной оптической системы с ТАОФ: **а** — на поверхности ИК-зеркала, полученное с использованием метода ТАОФ; **б** — на матрице камеры.

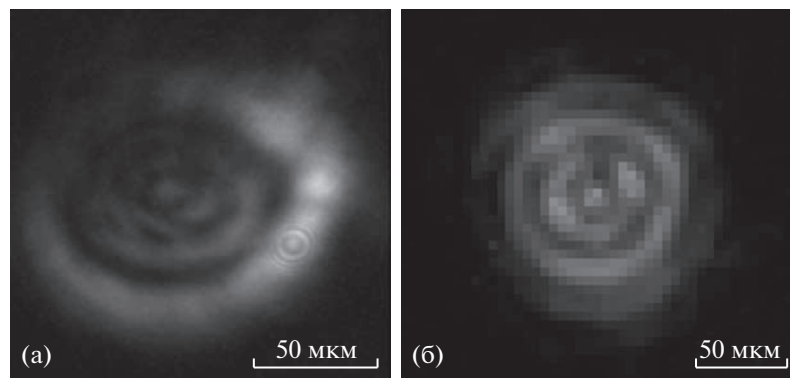


Рис. 3. **а** — интенсивность лазерного ИК-излучения, отраженного от поверхности зеркала в ячейке высокого давления, полученная с использованием метода ТАОФ; **б** — интенсивность лазерного ИК-излучения на матрице камеры, перетяжка сфокусированного пучка ИК-излучения смещена внутрь образца за счет смещения линзы L_2 на 110 мкм.

Рисунки 2, 3 демонстрируют соответствие ширины распределения интенсивности поля лазерного излучения в фокусе линзы L_2 и вне фокуса.

Для оценки количественного согласия двух подходов были построены профили распределений интенсивности поля лазерного излучения. На рис. 4 представлены распределения интенсивности отраженного от зеркала лазерного излучения, полученные методом ТАОФ, при совпадении фокусов системы фокусировки излучения ИК-лазера и измерительной оптической системы с ТАОФ. Видно хорошее количественное совпадение результатов двух подходов, что свидетельствует о том, что предложенный метод разделения измерительной оптической системы с ТАОФ и оптической системы лазерного нагрева с возможностью измерения распределения интенсивности лазерного ИК-излучения на образце в ячейке высокого давления работоспособен и достоверен.

Рисунок 5 демонстрирует профили распределения интенсивности лазерного излучения, полученные методом ТАОФ, при различных смеще-

ниях линзы L_2 . Видно, что разработанная конфигурация схемы оптической системы позволяет существенно увеличить размер лазерного пятна на образце и таким образом значительно уменьшить градиенты распределения интенсивности поля лазерного пучка на поверхности образца.

Как уже отмечалось, рассмотренная схема лазерной оптической системы редко применяется для исследований поведения вещества в экстремальных условиях в ячейке высокого давления. Это может быть связано с тем, что установка светоделиителя между микробъективом и ячейкой высокого давления может привести к увеличению вклада хроматической aberrации при формировании гиперспектральных изображений нагретых образцов и, следовательно, к высокой ошибке определения температуры. Для исследования влияния хроматической aberrации на формирование изображений на разных длинах волн в передний фокус объектива был помещен тест-объект, который подсвечивался через осветительную систему (источник света ИС и линза L_1 на рис. 1).

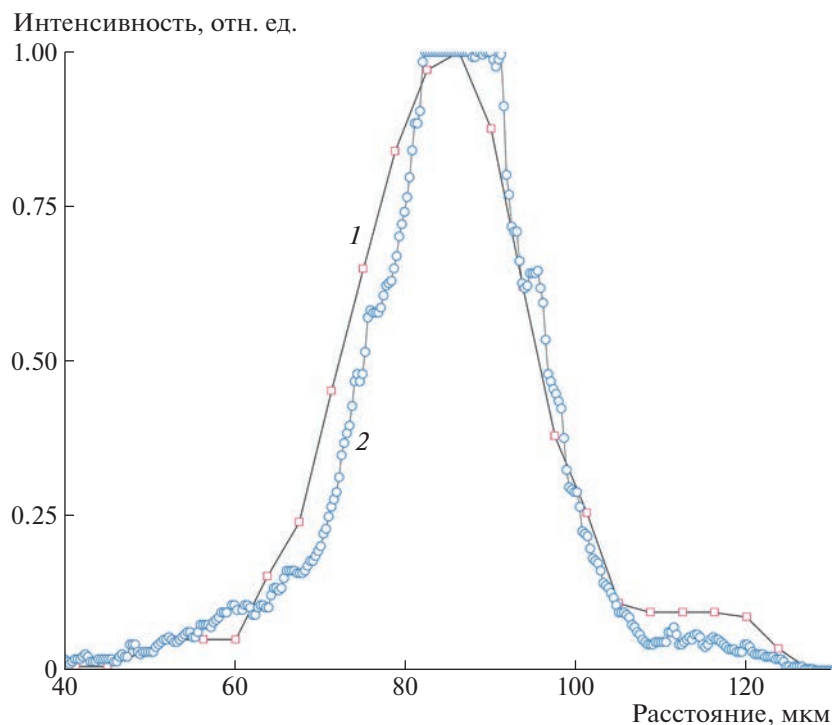


Рис. 4. Распределения интенсивности лазерного излучения на матрице (1) и на зеркале (2) в фокусе фокусирующей линзы L_2 .

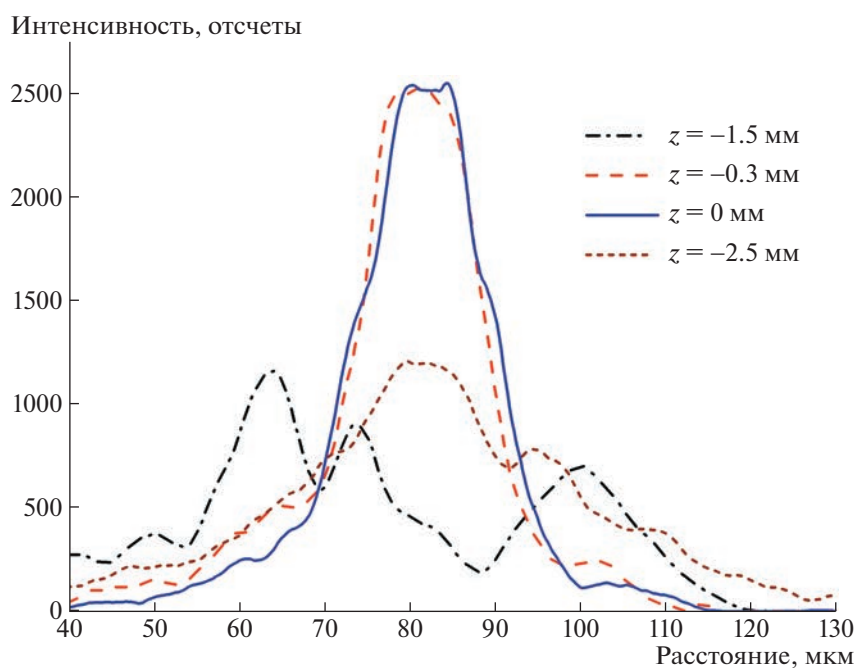


Рис. 5. Профили интенсивности лазерного излучения при различных смещениях z фокусирующей линзы L_2 .

В качестве тест-объекта использовалась мира в виде непрозрачного диска диаметром 60 мкм. Мира помещалась в фокус объектива (см. рис. 1), а камеру размещали в положении, при котором

резкость изображения на длине волны 750 нм была максимальной. Затем были получены гиперспектральные изображения в диапазоне длин волн от 650 до 850 нм. Данный диапазон обуслов-

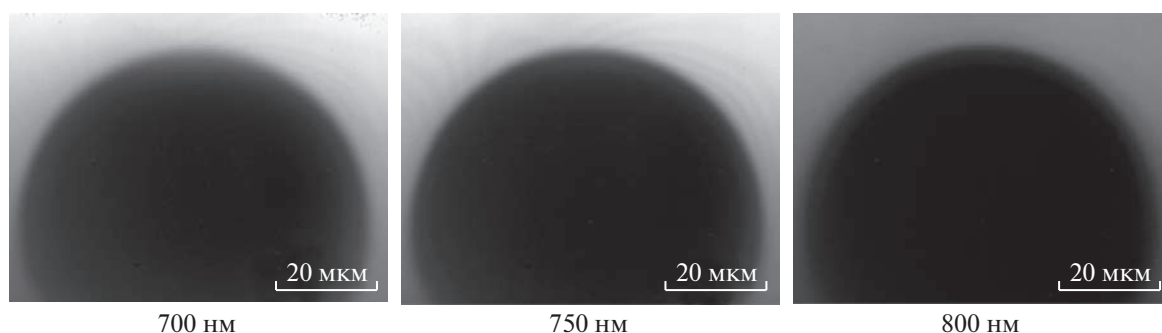


Рис. 6. Изображения тест-объекта диаметром 60 мкм, полученные на длинах волн 700, 750 и 800 нм.

лен нижней границей пропускания ТАОФ и чувствительностью камеры. Выборочные изображения, полученные на длинах волн 700, 750, 800 нм, показаны на рис. 5. Видно, что эффект хроматической aberrации мало заметен в диапазоне длин волн 700–800 нм (см. рис. 5).

Для установления величины размытия были рассмотрены изображения диска, полученные на разных длинах волн (рис. 6). Теория формирования изображения диска в фокусирующей оптической системе рассмотрена в работах [20, 21]. Профили интенсивности изображения диска вблизи края показаны на рис. 7. Среднее размытие границы диска составляет примерно 6 мкм, что соответствует уменьшению сигнала в e раз по мере удаления от диска. Однако видно, что профили изображений края практически совпадают в диапазоне 700–800 нм. Также видно, что при объединении сигналов от шести пикселей (соответствует размеру на образце 4 мкм) на камере разница

изображений границ, полученных на длинах волн 700–800 нм, практически отсутствует. Поэтому при измерении температуры и распределения интенсивности поля лазерного излучения мы объединяли 6 пикселей в 1 пиксель методом усреднения, как описано в работе [7]. Таким образом, при измерении температуры в диапазоне длин волн 700–800 нм рассмотренным способом (объединения сигналов от 6 пикселей) вклад хроматической aberrации минимален.

Предложенный в работе метод был апробирован в эксперименте по нагреву смеси бора и фуллерена (C_{60}), так что отношение количеств атомов углерода и бора составило 3:1, в ячейке высокого давления при давлении 27 ГПа и мощности лазерного излучения 10 Вт. Описание закладки образца в ячейку высокого давления подробно рассмотрено в работах [22, 23]. Температурная карта и распределение интенсивности поля лазерного излучения представлены на рис. 8.

Согласно рис. 8, дефокусировка линзы L_2 на 100 мкм позволяет создать пятно нагрева радиусом 60 мкм (см. рис. 8а), что приводит к равномерному нагреву образца внутри пятна (примерно 1800 К, см. рис. 8б).

ВЫВОДЫ

В работе предложена новая схема лазерной оптической системы для нагрева образцов в ячейке высокого давления, в которой система лазерного нагрева и оптическая система измерения распределения температуры разделены. Такое разделение удалось достичь путем введения поляризационного кубического светоделителя между ячейкой высокого давления и объективом измерительной оптической системы. В работе показано, что введение поляризационного кубического светоделителя не приводит ни к увеличению хроматических aberrаций в оптической системе, ни к искажению измерения температуры. Установка с разделенными системами лазерного нагрева и измерения температуры позволяет: 1) при использовании

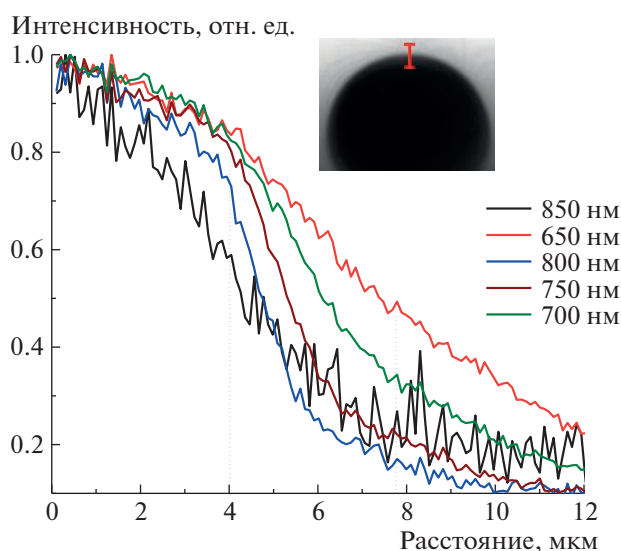


Рис. 7. Распределения интенсивности сигнала в области границы миры для разных длин волн.

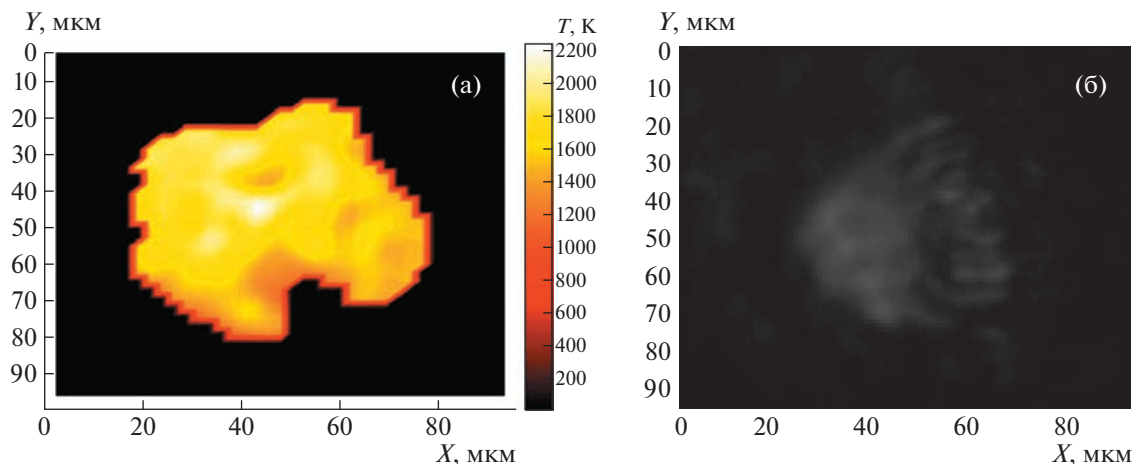


Рис. 8. Распределения температуры (а) и интенсивности излучения ИК-лазера (б) на поверхности образца (смесь В и С₆₀) в ячейке высокого давления при давлении 27 ГПа во время нагрева ИК-лазером мощностью 10 Вт. Линза Л₂ смещена на 100 мкм, перетяжка лазерного излучения находится слева от образца.

подвижной линзы с фокусным расстоянием 40 мм получить широкое пятно (размером примерно 60 мкм) излучения мощного ИК-лазера на образце и уменьшить градиенты температуры при нагреве; 2) избежать перегрева оптических элементов, что дает возможность проводить длительный нагрев образцов в ячейках высокого давления.

Было показано, что хроматические аберрации измерительной оптической системы в диапазоне 700–800 нм не вносят существенного вклада в определение температуры при объединении пикселей в процессе формирования изображений.

В качестве эксперимента данный метод использовался при лазерном нагреве в ячейках высокого давления. Разработанная схема позволила создать практически однородное пятно нагрева диаметром 60 мкм на поверхности исследуемого образца.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование было поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (FFNS-2022-0008). Экспериментальная часть статьи выполнена с использованием оборудования уникальной научной установки «Лазерный нагрев в ячейках высокого давления» Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН [http://ckprf.ru/usu/507563/].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вейко В.П., Либенсон М.Н., Червяков Г.Г., Яковлев Е.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика. Часть 1. Поглощение лазерного излучения в веществе. СПб.: ИТМО, 2008.
2. Либенсон М.Н., Червяков Г.Г., Яковлев Е.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Си-

ловая оптика. Часть 2. Лазерный нагрев и разрушение материалов. СПб.: ИТМО, 2008.

3. Kayukov S.V. // Quantum Electronics. 2000. V. 30. Iss. 11. P. 941.
<https://doi.org/10.1070/QE2000v030n04ABEH001727>
4. Григорьянц А.Г. Основы лазерной обработки материалов. М.: Машиностроение, 1989.
5. Krebs H.-U., Weisheit M., Faupel J., Súske E., Scharf T., Fuhse C., Störmer M., Sturm K., Seibt M., Kijewski H., Nelke D., Panchenko E., Buback M. // Advances in Solid State Physics. 2003. V. 43. P. 101.
https://doi.org/10.1007/978-3-540-44838-9_36
6. Григорьянц А.Г., Соколов А.А. Лазерная резка металлов. М.: Высшая школа, 1988.
7. Zinin P.V., Bykov A.A., Machikhin A.S., Troyan I.A., Bulatov K.M., Mantrova Y.V., Batshev V.I., Gaponov M.I., Kutuza I.B., Rashchenko S.V., Prakupenka V.B., Sharma S.K. // High Pressure Research. 2019. V. 39. Iss. 1. P. 1319.
<https://doi.org/10.1080/08957959.2018.1564748>
8. Стужилов С.М. Фазовые переходы для начинающих. М.: Институт компьютерных исследований, 2019.
9. Prakupenka V.B., Kubo A., Kuznetsov A., Laskin A., Shkurikhin O., Dera P., Rivers M.L., Sutton S.R. // High Pressure Research. 2008. V. 28. Iss. 3. P. 225.
<https://doi.org/10.1080/08957950802050718>
10. Bogomolov A.B., Zinin P.V., Kulakov S.A., Kutvitsky V.A., Bulatov M.F., Kutuza I.B. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1421. P. 012040.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1421/1/012040>
11. Bulatov K.M., Semenov A.N., Bykov A.A., Machikhin A.S., Litasov K.D., Zinin P.V., Rashchenko S.V. // High Pressure Research. 2020. V. 40. Iss. 3. P. 315.
<https://doi.org/10.1080/08957959.2020.1763334>
12. Bulatov K.M., Zinin P.V., Bykov A.A. // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2020. V. 14. Iss. 5. P. 1092.
<https://doi.org/10.1134/S1027451020050249>

13. *Bulatov K.M., Zinin P.V., Mantrova Y.V., Bykov A.A., Gaponov M.I., Machikhin A.S., Troyan I.A., Kutuza I.B.* // *Comptes rendus Geoscience*. 2019. V. 351. Iss. 2–3. P. 286.
<https://doi.org/10.1016/j.crte.2018.06.011>
14. *Boehler R., Vonbargen N., Chopelas A.* // *Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets*. 1990. V. 95. Iss. B13. P. 21731.
<https://doi.org/10.1029/JB095iB13p21731>
15. *Bassett W.A.* // *Review of Scientific Instruments*. 2001. V. 72. Iss. 2. P. 1270.
<https://doi.org/10.1063/1.1343861>
16. *Ming L.C., Manghnani M.H., Balogh J.* // *High-Pressure Research in Mineral Physics* / Ed. by Y. Syono and M.H. Manghnani. Washington: American Geophysical Union, 1987. P. 69–74.
17. *Machikhin A.S., Zinin P.V., Shurygin A.V., Khokhlov D.D.* // *Optics Letters*. 2016. V. 41. Iss. 5. P. 901.
<https://doi.org/10.1364/OL.41.000901>
18. *Pustovoit V.I., Pozhar V.E., Mazur M.M., Shorin V.N., Kutuza I.B., Perchik A.V.* // *Acousto-optics and Photoacoustics*. Proc. of SPIE / Ed. by R. Reibold, V.B. Voloshinov, and A. Sliwinski. SPI: 2005. P. 59530P1–59530P4.
<https://doi.org/10.1117/12.623173>
19. *Григорьянц А.Г., Сафонов А.Н.* Методы поверхностной лазерной обработки. М.: Высшая школа, 1987.
20. *Zinin P.V., Lobkis O.I., Maev R.G.* // *Akusticheskij Zhurnal*. 1986. V. 32. Iss. 5. P. 428.
21. *Zinin P., Weise W., Lobkis O., Boseck S.* // *Wave Motion*. 1997. V. 25. Iss. 3. P. 213.
[https://doi.org/10.1016/S0165-2125\(96\)00042-X](https://doi.org/10.1016/S0165-2125(96)00042-X)
22. *Zinin P.V., Ming L.C., Ishii H.A., Jia R., Acosta T., Hel-lebrand E.* // *Journal of Applied Physics*. 2012. V. 111. Iss. 11. P. 114905.
<https://doi.org/10.1063/1.4723275>
23. *Zinin P.V., Ming L.C., Kudryashov I., Konishi N., Manghnani M.H., Sharma S.K.* // *Journal of Applied Physics*. 2006. V. 100. Iss. 1. P. 013516.
<https://doi.org/10.1063/1.2209170>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.317.332.3+53.07

РЕАЛИЗАЦИЯ ДВУХПРОВОДНЫХ И ЧЕТЫРЕХПРОВОДНЫХ СХЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ДИНАМИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

© 2023 г. М. И. Кулиш^а, А. Н. Емельянов^{а,*}, А. А. Гольшев^а,
С. В. Дудин^а, Д. В. Шахрай^а

^аИнститут проблем химической физики РАН
Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., просп. Академика Семенова, 1

*e-mail: emelyanov@icp.ac.ru

Поступила в редакцию 26.04.2022 г.

После доработки 23.06.2022 г.

Принята к публикации 07.07.2022 г.

Рассмотрена реализация схем измерения быстроменяющихся сопротивлений в динамических (взрывных) экспериментах. Представлены практические схемы двухпроводной и четырехпроводной методик измерения сопротивления. Приведены результаты применения описанных методик во взрывном эксперименте.

DOI: 10.31857/S0032816222060155, EDN: JPXKJU

ВВЕДЕНИЕ

Задачи измерения быстроменяющихся электросопротивлений возникают при исследовании электрофизических свойств веществ в физике ударных волн [1, 2]. Измерения электросопротивления различных веществ в ударно-волновых экспериментах в зависимости от давления и температуры позволяют регистрировать фазовые переходы и таким образом получать информацию о фазовых диаграммах этих веществ [3–6]. Измерение высоких давлений в ударно-волновых экспериментах часто выполняется с применением резистивных манганиновых датчиков [7, 8], т.е. регистрация давления сводится к измерению сопротивления манганиновой проволоочки или фольги. Задача измерения сопротивления не представляет сложности в стационарных условиях, но в динамическом эксперименте необходимо наносекундное разрешение, и задача сильно усложняется. Кроме того, для экспериментов с высокой плотностью энергии в веществе объект измерения должен располагаться на удалении более 10 м от лабораторных приборов, за защитой, и измерение должно проводиться дистанционно с помощью кабельных или световодных линий. При измерении быстроменяющихся сопротивлений применение протяженных кабельных соединений дополнительно усложняет экспериментальную методику.

В настоящей работе рассмотрены способы реализации измерения сопротивления с высоким временным разрешением. Схемы позволяют про-

водить измерения импульсных давлений манганиновыми датчиками и применимы в экспериментах по измерению электрических параметров сред при высоких динамических давлениях. Специализированные приборы для измерения сопротивления в ударно-волновых экспериментах отсутствуют.

В методиках измерения сопротивления, описанных в литературе, для создания импульсных токов в образце используется накопление энергии в конденсаторе в виде заряда или в индуктивности в виде магнитного поля. Для согласования волновых сопротивлений кабельных линий конденсатор разряжается в цепь тока через балластное сопротивление, равное волновому (50, 75 Ом) или более, из-за чего начальное напряжение на конденсаторе выбирается большим, от 300 до 1000 В [9–11]. При возможном обрыве измерительной цепи в эксперименте ко входу осциллографа будет приложено большое напряжение, что небезопасно и может вывести из строя схему регистрации. Индуктивный накопитель на высокоомном сопротивлении также формирует высокое напряжение [12, 13].

Низковольтная схема формирования больших токов (до 50 А) с применением активного генератора тока на MOSFET (Metal–Oxide–Semiconductor Field-Effect Transistor) в схеме с отрицательной обратной связью описана в работе [14]. Питание схемы напряжением 18 В осуществляется от двух девятивольтовых батарей, что безопасно при использовании современных осциллографов.

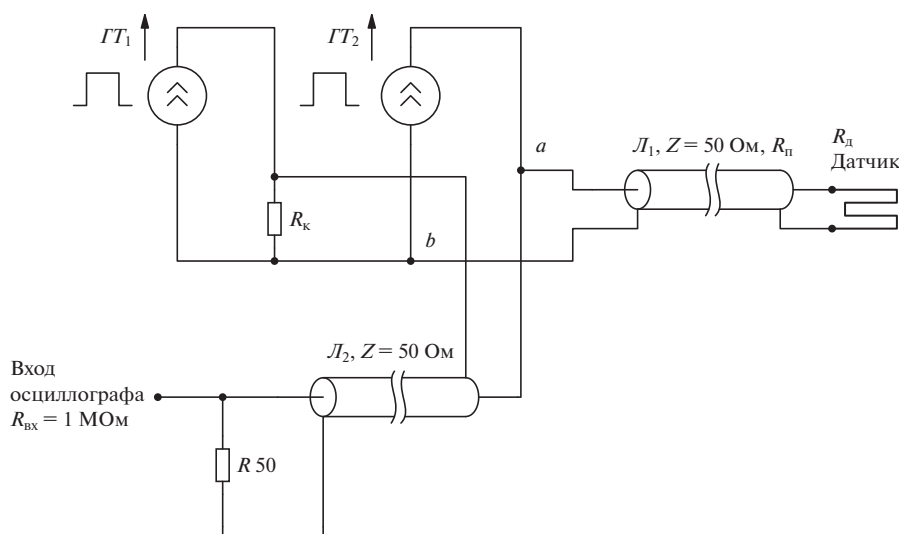


Рис. 1. Структурная схема двухпроводного измерения. $ГТ_1$, $ГТ_2$ — генераторы тока, $Л_1$ — линия измерительного кабеля, $Л_2$ — кабель от схемы к осциллографу.

Однако в статье [14] не рассмотрено влияние относительно большой выходной емкости MOSFET, входящих в активный генератор тока, на фронты измеряемого сигнала. Для четырех транзисторов, примененных в схеме параллельно, суммарная выходная емкость составляет 1800 пФ, что приведет к затягиванию и искажению фронтов регистрируемого сигнала.

В настоящей статье рассмотрены два способа измерения сопротивления: двухпроводный, когда линия, подводящая ток к образцу, и измерительная линия объединены, и четырехпроводный, когда есть отдельная линия, подводящая ток, и отдельная линия измерения падения напряжения. Двухпроводная методика, описанная в статье, хорошо подходит для измерения сопротивления манганиновых датчиков с начальным сопротивлением примерно ~ 1.5 Ом, так как в основном датчики с таким сопротивлением используются в лаборатории. Для других, сильно отличающихся сопротивлений номиналы двухпроводной схемы должны быть пересчитаны. Четырехпроводная методика более универсальна и может быть применена для измерения сопротивлений в диапазоне 0–10 Ом. Четырехпроводная методика реализована с применением активного генератора тока на IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistors) с низкой выходной емкостью.

СТРУКТУРНЫЕ СХЕМЫ ДВУХПРОВОДНОГО ИЗМЕРЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Оптимальная структурная схема для измерения сопротивления манганинового датчика по двухпроводной схеме представлена на рис. 1.

В схеме применены два генератора стабилизированных токов $ГТ_1$ и $ГТ_2$, которые включаются синхронно на время измерения. Ток I_2 , формируемый генератором $ГТ_2$, создает падение напряжения на сумме омического сопротивления R_p кабеля $Л_1$ и сопротивления R_d манганинового датчика. Ток I_1 от генератора $ГТ_1$ создает падение напряжения на компенсирующем резисторе R_k . Разность этих потенциалов прикладывается к кабелю $Л_2$ и поступает на согласованный по волновому сопротивлению вход осциллографа. Для компенсации начального смещения должно быть выполнено условие $I_1 R_k = I_2 (R_p + R_d)$. В случае применения идентичных генераторов $ГТ_1$ и $ГТ_2$ сопротивление R_k выбирается равным $R_p + R_d$. В схеме предполагается, что сопротивления R_d , R_k и R_p много меньше волнового сопротивления кабелей $Z = 50$ Ом и составляют величины порядка ~ 1 Ом. При этом линия измерительного кабеля $Л_1$ между точками a и b согласована по нагрузке, и в сигнал не вносятся искажения, связанные с возможными отражениями сигналов при несогласованной кабельной цепи.

При включении и выключении токов I_1 и I_2 , на время прохождения прямых и отраженных сигналов по кабелю $Л_1$, схема разбалансирована, и на входе осциллографа возникает напряжение $U \approx |I_2|Z/2$, которое может быть значительным при большом токе генератора. Если в динамическом эксперименте происходит обрыв манганинового датчика, то импульсное напряжение на входе осциллографа достигает вдвое большей величины, $U \approx |I_2|Z$, на время прохождения импульса тока. Напряжение U не должно превышать допустимой величины входного напряжения осциллографа, в

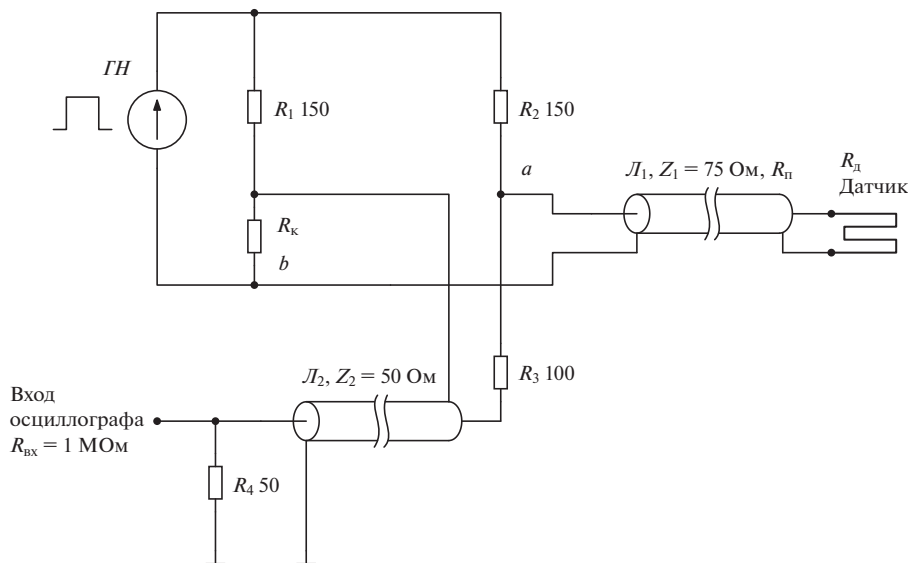


Рис. 2. Практическая структурная схема двухпроводного измерения. $ГН$ — генератор напряжения, $Л_1$ — линия измерительного кабеля, $Л_2$ — кабель от схемы к осциллографу.

противном случае ко входу осциллографа следует подключить защитный диод малой емкости.

Для приведенной схемы может быть записано соотношение $\Delta U / \Delta R = k I_2$, где ΔU — изменение сигнала на входе осциллографа; ΔR — изменение сопротивления манганинового датчика; I_2 — ток через датчик; k — коэффициент преобразования тока датчика. Для данной схемы этот коэффициент близок к максимальной величине, $k \approx 1$, возможной для пассивной схемы без усиления сигнала. Конструктивная индуктивность датчика L обуславливает постоянную времени сигнала $\tau = L/Z$ и приводит к времени нарастания сигнала $\tau_n = 2.2\tau$, которое можно считать временным разрешением методики (индуктивность манганинового датчика, использованного в тестовых экспериментах, $L = 0.2$ мкГн, тогда $\tau_n = 8.8$ нс).

Трудность практической реализации данной схемы заключается в схемотехническом решении конструкции управляемых генераторов тока $ГТ_1$ и $ГТ_2$, паразитная емкость, паразитная индуктивность и конечное выходное сопротивление которых будут приводить к искажениям измеряемого быстро меняющегося сигнала. Для уменьшения влияния паразитных параметров генератора тока практическая схема была реализована по структурной схеме, представленной на рис. 2. Вместо генераторов тока были применены генератор прямоугольного импульса напряжения $ГН$ и два токозадающих резистора R_1 и R_2 . Поскольку генератор тока в цепи манганинового датчика, выполненный по такой схеме, имеет конечное выходное сопротивление $R_2 = 150$ Ом, для согласования

нагрузки кабеля $Л_1$ между узлами a и b последовательно с центральным проводником кабеля $Л_2$ включено сопротивление R_3 . Сопротивления R_2 , R_3 и $R_{вх}$ составляют для кабеля $Л_1$ нагрузку $R_2 \parallel (R_3 + R_{вх}) = 75$ Ом, и кабель оказывается согласован для сигнала. Применен кабель $Л_1$ с волновым сопротивлением 75 Ом, так как подводящий кабель такого типа традиционно использовался во взрывных экспериментах по регистрации динамического сопротивления образцов и был проложен в кабельном канале к экспериментальной сборке.

Для данной схемы коэффициент преобразования k тока датчика меньше единицы из-за конечного сопротивления генерирующей ток цепи и необходимости использования дополнительного резистора R_3 для согласования импедансов и составляет $k = 1/3$. Коэффициент преобразования будет выше в случае применения кабеля $Л_2$ с импедансом $Z = 50$ Ом и резисторов $R_1 = 100$ Ом, $R_2 = 100$ Ом, $R_3 = 50$ Ом. В этом случае $k = 1/2$.

Схема, представленная на рис. 2, обладает меньшей чувствительностью к изменению сопротивления датчика, чем схема, приведенная на рис. 1, но в ней паразитные компоненты сигнала минимальны, так как резисторы в источнике тока не имеют заметных комплексных составляющих сопротивления в области частот измеряемого сигнала. Меньшая величина чувствительности схемы вполне компенсируется внутренним усилителем осциллографа.

При включении и выключении тока через датчик, на время прохождения сигнала по кабелю $Л_1$

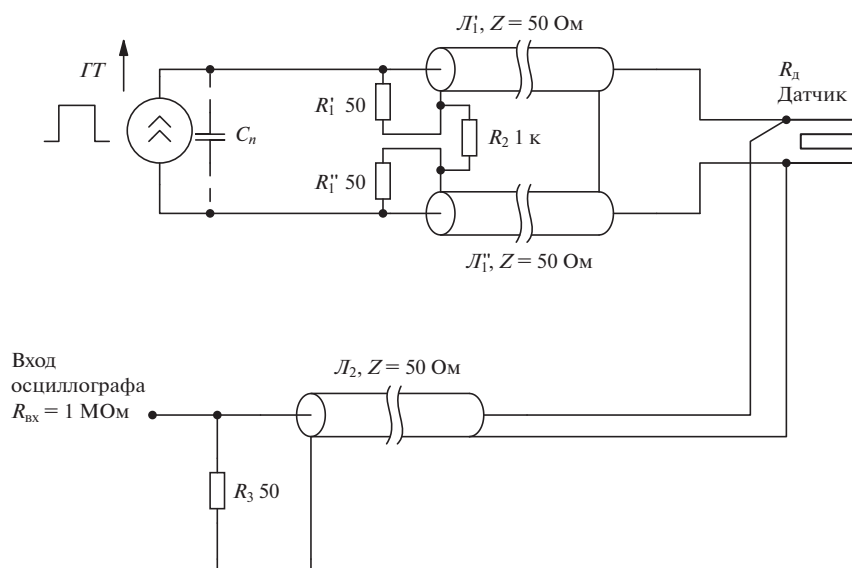


Рис. 3. Структурная схема четырехпроводного измерения сопротивления. L_1' и L_1'' — кабели, через которые ток поступает к датчику, L_2 — кабель от схемы к осциллографу.

к датчику и обратно, на входе осциллографа появляется импульс с амплитудой $U \approx |I|Z_1/6$. В случае обрыва датчика в эксперименте приложенное ко входу напряжение достигает величины $U \approx |I|Z_1/3$, где $I = U_T/R_2$, а U_T — величина напряжения генератора $ГТ$.

СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ЧЕТЫРЕХПРОВОДНОГО ИЗМЕРЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Оптимальная структура измерения по четырехпроводной схеме показана на рис. 3. Ток поступает к датчику по двухпроводной линии из кабелей L_1' и L_1'' от генератора тока $ГТ$ и с помощью кабеля L_2 подводится к осциллографу. Как показывает моделирование в программе LTspice [15], схема менее требовательна к величине паразитной емкости C_n генератора тока $ГТ$, чем двухточечная схема (см. рис. 1). Если $C_n < 50$ пФ, то на фронте сигнала возникает выброс величиной около 10% от амплитуды сигнала длительностью примерно 1.3 нс. Такие искажения измеряемого сигнала допустимы. Емкость $C_n < 50$ пФ можно обеспечить, применяя IGBT в генераторе тока, емкость коллектора которых для маломощных транзисторов невелика. В случае обрыва датчика в этой схеме ко входу осциллографа прикладывается импульс $U \approx |I|Z/3$, где I — ток генератора $ГТ$.

СХЕМА ЗАДАЮЩЕГО ГЕНЕРАТОРА

Задающий генератор для управления схемами, описанными выше, должен вырабатывать одно-

кратные сигналы TTL-уровней с длительностью импульсов $\Delta T \approx 60$ мкс. Запуск генератора происходит при замыкании двух электродов, расположенных на взрывной сборке, продуктами детонации. Генератор должен быть защищен от ложных срабатываний при возможномдребезге срабатывания электроконтактов, для чего он должен блокировать запуск на время порядка 1 с после срабатывания. Время задержки срабатывания задающего генератора должно быть минимально, и запаздывание выходных сигналов относительно входных не должно превышать 1 мкс.

Простая и гибкая в настройке реализация генератора с указанными выше параметрами возможна на основе контроллера Arduino Uno, построенного на микроконтроллере ATmega328 (рис. 4). Порт В (D8–D13) был запрограммирован как выходной логический, порт С (A0–A5) — как входной логический и порт D (D0–D7) — как выходной логический. Вывод D8 порта В контроллера формирует ток индикаторного светодиода HL_1 , расположенного на передней панели прибора. Выводы A0 и A1 порта С были использованы для запуска схемы в тестовом режиме от кнопки S_1 на передней панели либо по кабелю L от электроконтактов ЭК, располагаемых на сборке. Выходы D2, D3, D4 применены для формирования импульса запуска осциллографа ($K1$), питания оптопары двухпроводной схемы ($K2$) и оптопары четырехпроводной схемы ($K3$) соответственно. Светодиод HL_2 служит индикатором включения питания.

На рис. 4 показаны элементы, подключаемые к портам В, С, D и линиям питания. Программа

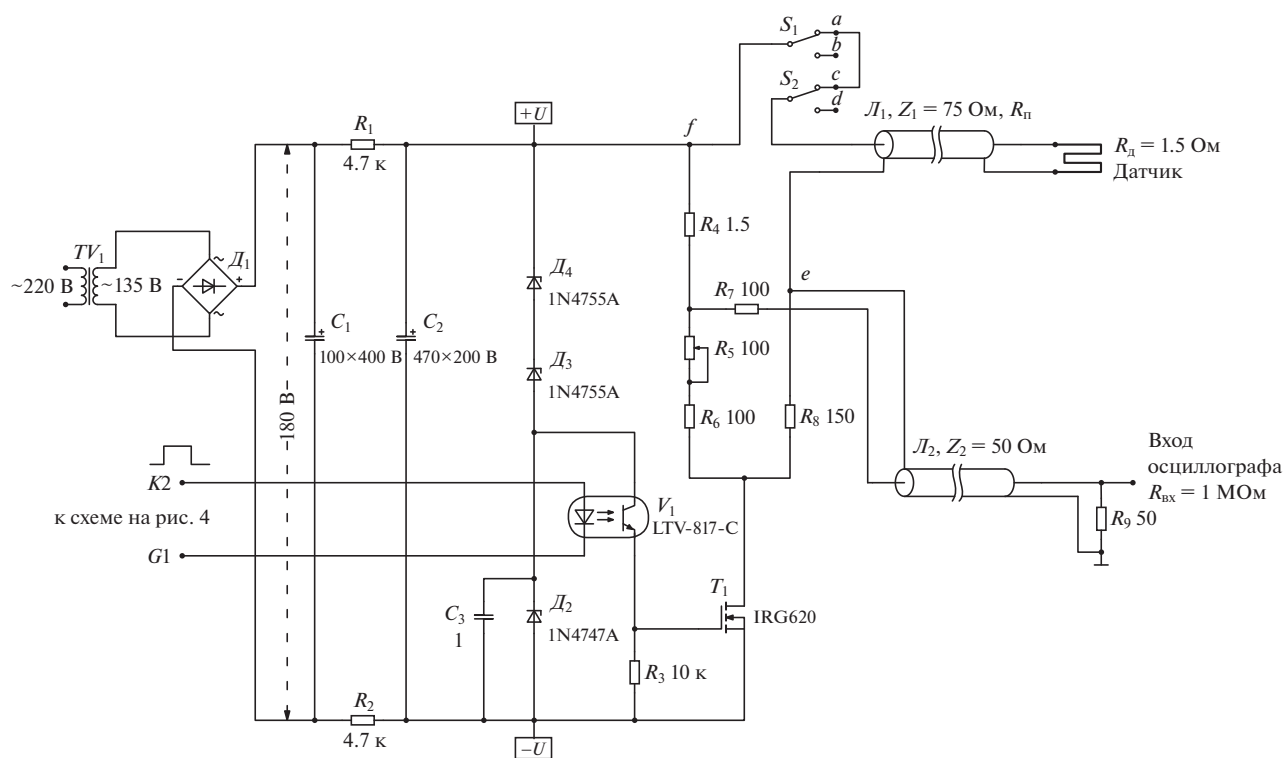


Рис. 5. Практическая схема двухпроводного измерения электросопротивления.

противлением $Z_1 = 75$ Ом. Кабель L_2 согласован подключением нагрузки R_9 . Переключатели S_1, S_2 в рабочем положении подключены к контактам a и c , которые закорочены, а в другом положении — к контактам b и d , к которым подключается магазин сопротивлений, не показанный на схеме. Магазин имеет возможность переключаться с шагом 0.1 Ом до максимального сопротивления 10 Ом и используется для калибровки схемы перед экспериментом.

Ток в манганиновом датчике устанавливается за время ≤ 5 мкс от начала прихода управляющего импульса на оптопару при длине кабеля L_1 порядка 10 м. Схема выполнена на небольшой печатной плате размером 7×7 см. Плата закреплена на передней панели прибора между стандартными разъемами для подключения кабелей L_1 и L_2 на минимально возможном расстоянии от них.

ПРАКТИЧЕСКАЯ СХЕМА ЧЕТЫРЕХПРОВОДНОГО ИЗМЕРЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ

В четырехпроводной схеме, показанной на рис. 6, применен активный генератор тока, собранный на IGBT T_1 и биполярном транзисторе T_2 . Генераторы стабильного тока с подобной структурой обратной связи, реализованные на

биполярных транзисторах, описаны, например, в книге [16]. В работе [14] генератор тока реализован на MOSFET, однако большая емкость исток—сток MOSFET может искажать измеряемый сигнал. По этой причине в данной работе генератор тока был выполнен на IGBT IRGB4607NPBF с выходной емкостью 20 пФ.

Транзистор T_2 , работающий в цепи обратной связи, поддерживает падение напряжения на резисторах R_6, R_7 , равное $U_{0.66} \approx 0.66$ В, и тем самым стабилизирует ток коллектора транзистора T_1 на уровне, близком к $I_K = U_{0.66} / (R_6 + R_7) = 3.3$ А. Генератор тока, аналогично предыдущей схеме, управляется фототранзистором оптопары. Ток генератора по двухпроводной линии из кабелей L'_1 и L''_1 (каждый длиной около 10 м) поступает в датчик, и падение напряжения на нем прикладывается к входному кабелю L_2 входа 1 осциллографа. Для контроля тока в датчике применен токовый трансформатор TV_2 типа ZMCT103C с отношением токов 1000:1, размещенный на центральной жиле кабеля L'_1 . Сигнал токового трансформатора подается на вход 2 осциллографа. Применены стабилитроны D_2 и D_3 с напряжением стабилизации 20 В. Начальный ток стабилитронов около 10 мА.

Четырехпроводная схема работает без начальной компенсации амплитуды сигнала и поэтому начальное сопротивление датчика может варь-

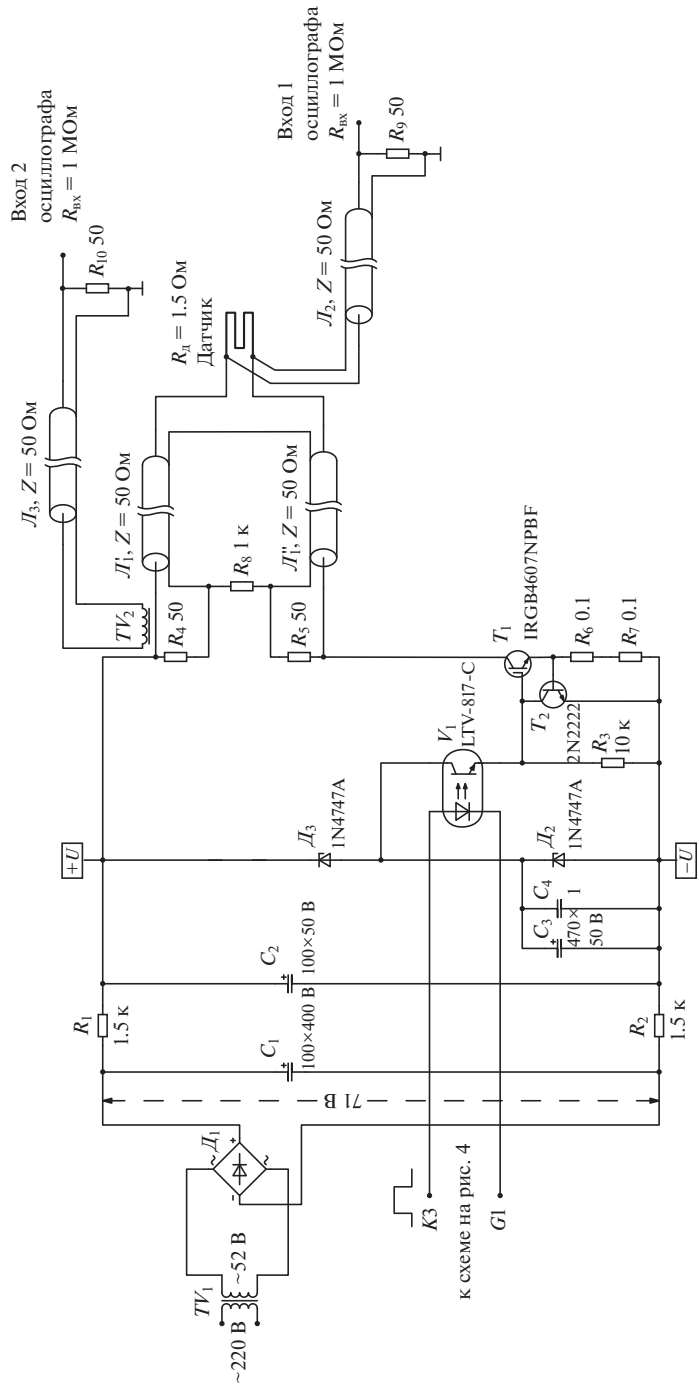


Рис. 6. Практическая схема четырехпроводного измерения электропроводности.

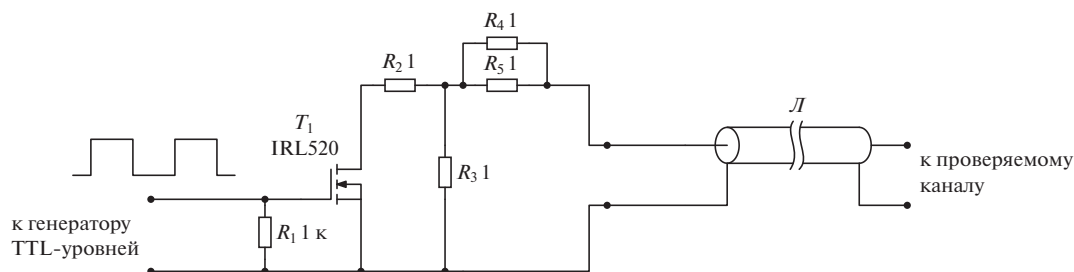


Рис. 7. Схема модулятора сопротивления.

роваться в широких пределах. Максимальное сопротивление датчика должно быть ориентировочно менее 10 Ом. Уменьшая сопротивление резисторов R_6 , R_7 , можно увеличить ток датчика вплоть до максимально допустимого импульсного тока транзистора T_1 , равного 12 А. Большие токи применимы для измерения падения напряжения на датчиках с низким начальным сопротивлением.

МОДУЛЯТОР СОПРОТИВЛЕНИЯ

Схемы рассчитаны для измерений переменных сопротивлений, быстро меняющихся на временном интервале продолжительностью примерно 10 мкс. Для проверки работоспособности схем без проведения трудоемких однократных динамических (взрывных) экспериментов был применен быстродействующий модулятор сопротивления. Схема модулятора показана на рис. 7.

Модулятор состоит из MOSFET, управляемого меандром по затвору, и нагрузочных сопротивлений R_2 , R_3 . Когда T_1 закрыт для тестируемого прибора, схема представляет нагрузку 1.5 Ом. При открывании транзистора T_1 сопротивление R_3 шунтируется сопротивлением исток–сток T_1 , имеющим величину около 0.2 Ом. Модуляция сопротивления измеряется проверяемым каналом прибором. Длина кабеля L составляет примерно 10 м.

Результат измерения для двухпроводной схемы показан на рис. 8. В качестве генератора меандра с TTL-уровнями был применен микроконтроллер ArduinoUNO с питанием от батарейки “Крона”. Программа для микроконтроллера для модуляции выходов порта В приведена в Приложении 2. На выходе порта В формируется меандр с периодом примерно 12 мкс. Модулятор позволяет оценить быстродействие измерительной схемы и ее чувствительность без проведения трудоемких экспериментов.

ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ МАНГАНИНОВЫМ ДАТЧИКОМ

Для проверки работоспособности описанного импульсного генератора тока был проведен взрывной эксперимент. Схема эксперимента представлена на рис. 9.

Два манганиновых датчика представляют собой тонкие плоские проволочки, изогнутые в виде плоской спирали. Датчик, использованный для двухпроводной схемы измерения, имел сопротивление при нормальных условиях $R_{01} = 1.329$ Ом и $R_{02} = 1.335$ Ом для четырехпроводной схемы. Датчики помещали между стальными пластинами через электроизоляцию в виде тонких тефлоновых пластин. Алюминиевый ударник толщиной 7 мм, разогнанный продуктами детонации взрывчатых веществ до скорости 2.1 км/с, ударял по стальной пластине. В зазоре между стальными пластинами происходила реверберация генерированной при ударе ударника по стальной пластине ударной волны. В результате реверберации наблюдалось ступенчатое повышение давления между стальными пластинами. Затем происходило понижение давления из-за разгрузки, вызванной взаимодействием волны разрежения, распространяющейся от тыльной поверхности ударника, с волной разрежения, образующейся при выходе ударной волны на свободную поверхность второй стальной пластины толщиной 4 мм. На осциллографе Тектроникс DPO3054 записывали изменения сигналов в процессе эксперимента с манганиновых датчиков. Сопротивление R_1 регистрировали по двухпроводной схеме, а сопротивление R_2 — по четырехпроводной схеме.

Как мы отмечали выше, для взрывных экспериментов объект измерения должен располагаться на удалении более 10 м от лабораторных приборов, за защитой, поэтому изменение напряжения (U), которое регистрирует осциллограф, будет зависеть не только от сопротивления манганинового датчика, но и от волнового сопротивления кабелей, питающих манганиновый датчик, кабелей, регистрирующих сигнал с датчика, а также от параметров измерительного моста для двухпро-

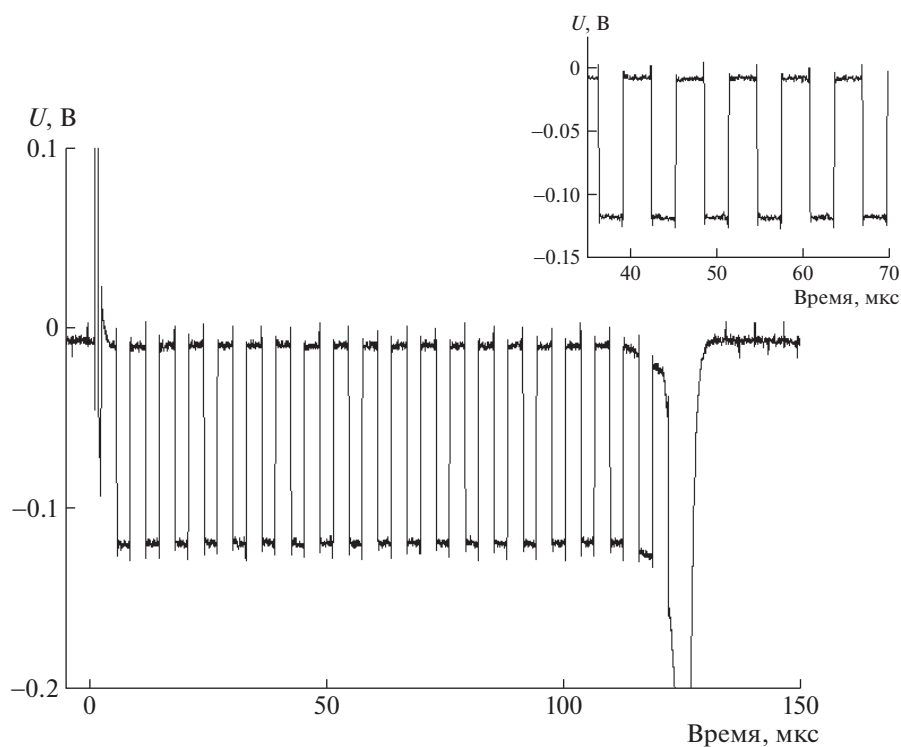


Рис. 8. Сигнал двухпроводной схемы, полученный с модулятором сопротивления. На вставке — участок осциллограммы с увеличением.

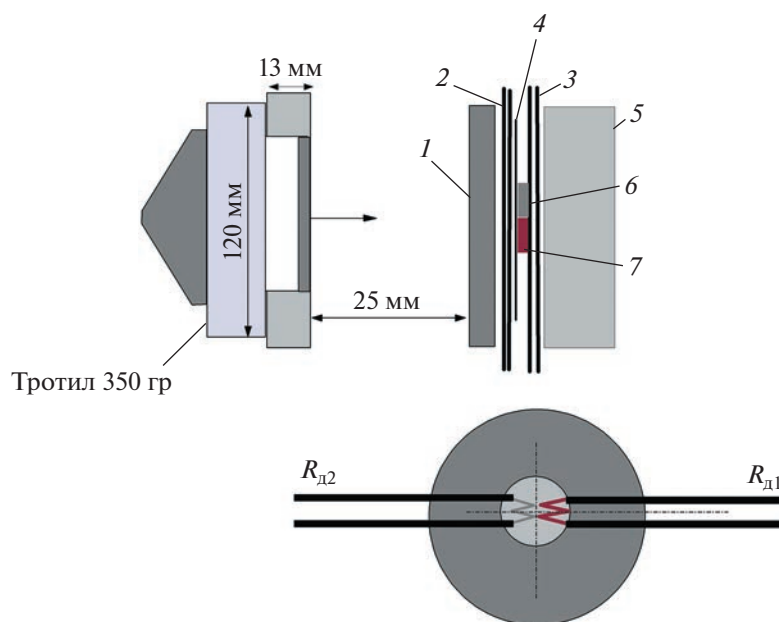


Рис. 9. Схема взрывного эксперимента для проверки работоспособности импульсного генератора тока. 1 — стальная пластина толщиной 2 мм; 2 — тефлон (2 пластины по 0.56 мм); 3 — тефлон (2 пластины по 0.56 мм); 4 — тефлон толщиной 0.1 мм; 5 — стальная пластина толщиной 4 мм; 6 — манганиновый датчик $R_{д1}$; 7 — манганиновый датчик $R_{д2}$.

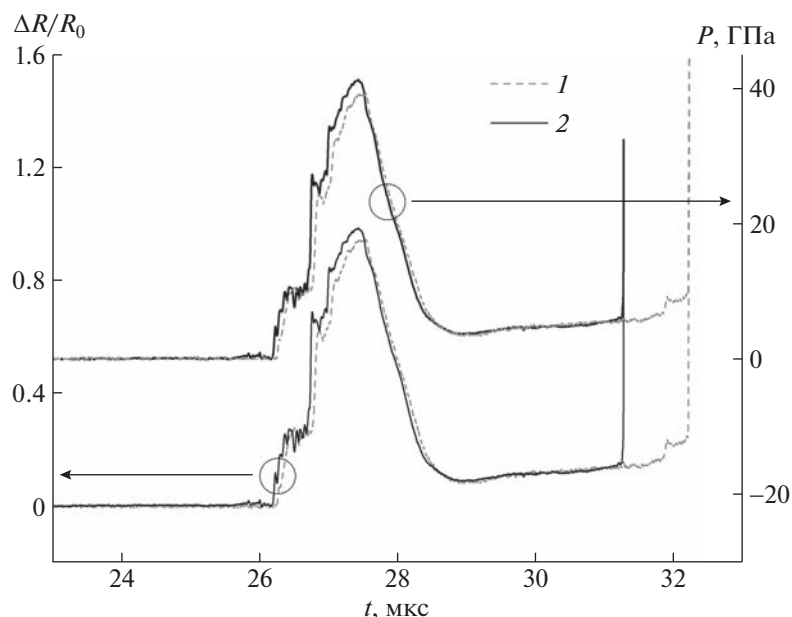


Рис. 10. Регистрируемое относительное изменение электросопротивления манганиновых датчиков в процессе эксперимента и оценка давления между стальными пластинами с помощью регистрации сопротивления манганиновых датчиков: 1 – по четырехпроводной методике, 2 – по двухпроводной методике.

водной схемы измерения сопротивления датчика. Для двухпроводной схемы (см. рис. 2) изменение сопротивления манганинового датчика $\Delta R = R_{д1} - R_{01}$ будет зависеть от регистрируемого осциллографом изменения напряжения $\Delta V = V - V_0$, где V_0 – начальное регистрируемое напряжение (разбаланс измерительного моста), по следующему закону:

$$\Delta R = (A/B)\Delta V + A(C/B^2)\Delta V^2 + A(C^2/B^3)\Delta V^3 + O(\Delta V^4),$$

здесь $A = 3R_{01}^2 + 4R_{01}R + R^2$; $B = ZU$; $C = 3R_{01} + 2R$, где U – напряжение питания измерительной схемы, R – сопротивление в плечах измерительного моста (на рис. 2 $R = R_1 = R_2$), $Z = Z_2$ – волновое сопротивление измерительного кабеля, который идет к осциллографу (50 Ом).

Для практической измерительной схемы (см. рис. 5) $\Delta R = (4.127\Delta V + 0.137\Delta V^2)$, $R_{01} = 1.329$ Ом, $U = 109$ В, $Z = 50$ Ом, $R = 150$ Ом. Ввиду малости третьего члена и остаточного члена $O(\Delta V^4)$ в разложении Тейлора для манганиновых датчиков с начальным сопротивлением ~ 1.5 Ом в зависимости $\Delta R(\Delta V)$ используем только первые два члена разложения. Как правило, зависимость $\Delta R(\Delta V)$ получают с помощью предварительной калибровки: последовательно к манганиновому датчику подключается магазин сопротивлений (см. рис. 5), сопротивление которого меняется дискретно с шагом 0.1 Ом.

Для четырехпроводной схемы (см. рис. 4) зависимость относительного изменения сопротивления манганинового датчика $\Delta R/R_{02} = (R_{д2} - R_{02})/R_{02}$ от относительного изменения напряжения $\Delta V/V_0$ будет иметь следующий вид:

$$\Delta R/R_{02} = [(1/2)(3R_{02} + 2Z)/Z](\Delta V/V_0) + (3/4)(3R_{02} + 2Z)(R_{02}/Z^2)(\Delta V/V_0)^2 + O(\Delta V/V_0)^3,$$

где Z – волновое сопротивление измерительного кабеля (50 Ом). Для практической четырехпроводной схемы (см. рис. 6) $\Delta R/R_{02} = 1.040(\Delta V/V_0) + 0.0417(\Delta V/V_0)^2$.

На рис. 10 представлены результаты оценки относительного изменения электросопротивления манганиновых датчиков для двухпроводной и четырехпроводной методик измерения электропроводности. По полученным значениям относительного изменения сопротивления $\Delta R/R_0$ манганинового датчика по методике, описанной в работе [8], оценивали давление между стальными пластинами (рис. 10).

Ступенчатое изменение сопротивления датчиков и давления связано с реверберацией ударной волны в зазоре между стальными пластинами (см. рис. 9). Регистрируемое разными датчиками давление различается, это различие меньше 5% и может быть вызвано перекосом ударника в процессе эксперимента. Погрешность оценки величины давления с помощью манганинового датчика может достигать порядка 20% [8], т.е. полученное различие при оценке давления с помощью двух- и

четырёхпроводных схем измерения сопротивления находится в пределах погрешности оценки

давления с помощью манганиновой методики измерения давления.

Приложение 1

```
// Arduino UNO. Программа управления генераторами импульсов
//двухпроводной и четырёхпроводной схем
void setup()
{
  DDRB = B11111111; // set PORTD (digital 8~13) to outputs, INDICATOR LED
  "READY"
  DDRC = B00000000; // set PORTC (digital A0-A5) to inputs, TRIGGER INPUTS
  pinMode(A0, INPUT_PULLUP); // C0 as a pulled up input
  pinMode(A1, INPUT_PULLUP); // C1 as a pulled up input
  pinMode(A2, INPUT_PULLUP); // C2 as a pulled up input
  pinMode(A3, INPUT_PULLUP); // C3 as a pulled up input
  pinMode(A4, INPUT_PULLUP); // C4 as a pulled up input
  pinMode(A5, INPUT_PULLUP); // C5 as a pulled up input
  DDRD = B11111111; // set PORTD (digital 0~7) to outputs
  // PORTD IS USED TO DRIVE PULSED CURRENT SOURCES
  PORTD = B00000000; // set digital 0~7 LOW
}
void loop()
{
  do {
    // cycle body
    PORTB = B00000000; // digital 0~7 LOW
  } while (PINC != B111111);
  // you can globally disable interrupts with noInterrupts() and enable them
  again with interrupts()
  noInterrupts();
  do {
    // cycle body
    PORTB = B11111111; // digital 0~7 HIGH , TURN ON the LED "READY"
  } while (PINC == B111111);
  PORTD = B11111111; // digital 0~7 HIGH , TURN ON THE CURRENT GENERATORS
  PORTB = B00000000; // digital 8~13 LOW , TURN OFF THE LED "READY"
  // INTERNAL TRIGGER DELAY 400-600 ns
  interrupts();
  delayMicroseconds(60); // DELAY IN MICROSECONDS
  PORTD = B00000000; // digital 0~7 LOW , TURN OFF THE CURRENT GENERATORS
  delay(1000); // DELAY IN MILLISECONDS UNTIL THE NEXT TRIGGER IS POSSIBLE
}
```

Приложение 2

```
// Arduino UNO. Программа управления модулятором сопротивления
void setup()
{
  DDRB = B11111111; // set PORTD (digital 8~13) to outputs
  PORTB = B00000000; // set digital 0~7 LOW
```

```

}
void loop()
{
  TCCR1A = 0; // set the timer register A to 0
  TCCR1B = 0; // set the timer register B to 0
  PORTB = B11111111; // digital 0~7 HIGH
  delayMicroseconds(4);
  PORTB = B00000000; // digital 0~7 LOW
  delayMicroseconds(4);
}

```

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Государственное задание Института проблем химической физики Российской академии наук. Тема № 0089-2019-0001. Номер государственной регистрации АААА 19-119071190040-5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фортков В.Е.* // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 347.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0177.200704c.0347>
2. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.
3. *Nellis W.J., Holmes N.C., Mitchell A.C., Hamilton D.C., Nicol M.* // The Journal of Chemical Physics. 1997. V. 107. P. 9096.
4. *Гилев С.Д.* // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47. № 4. С. 3.
5. *Molodets A.M., Shakh-ray D.V., Golyshev A.A., Fortov V.E.* // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 224111.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.224111>
6. *Berrada M., Secco R.A.* // Frontiers in earth science. 2021. V. 9. Article. 732289.
<https://doi.org/10.3389/feart.2021.732289>
7. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортков В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
8. *Голышев А.А., Молодец А.М.* // ФГВ. 2013. V. 49. № 3. С. 106.
<https://doi.org/10.1134/S0010508213020135>
9. *Yiannakopoulos G.* A review of manganin gauge technology for measurements in the gigapascal range // MRL Technical Report. 1990. MRL-TR-90-5.
10. *Mashimo T., Hanaoka Y., Nagayama K.* // Journal of Applied Physics. 1988. V. 63. P. 327.
<https://doi.org/10.1063/1.340298>
11. *Якушев В.В.* // ФГВ. 1978. Т. 14. № 2. С. 3.
12. *Grady D.E.* // Review of Scientific Instruments. 1969. V. 40. P. 1399.
<https://doi.org/10.1063/1.1683808>
13. *Fowles G.R., Duvall G.E., Asay J., Bellamy P., Feistmann F., Grady D., Michaels T., Mitchel R.* // Review of Scientific Instruments. 1970. V. 41. P. 984.
<https://doi.org/10.1063/1.1684739>
14. *Tasker D.G.* // Shock Compression of Condensed Matter: AIP Conference Proceedings. 2017. V. 1793. P. 060028.
<https://doi.org/10.1063/1.4971584>
15. SPICE-симулятор LTspice URL: <https://www.analog.com/ru/design-center/design-tools-and-calculators/ltspice-simulator.html>
16. *Хоровиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники. М.: Мир, 1984.

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

УДК 520.272.5

**МОБИЛЬНЫЙ ПОЛНОПОВОРОТНЫЙ РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ
КОМПЛЕКС ДЛЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ И АТМОСФЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

© 2023 г. О. С. Большаков^a, Г. М. Бубнов^a, А. В. Вдовин^a, В. Ф. Вдовин^a, В. О. Гладышев^c,
А. А. Гунбина^a, В. К. Дубрович^b, П. М. Землянуха^a, В. Л. Кауц^c, А. М. Красильников^a,
И. В. Леснов^a, М. А. Мансфельд^a, К. В. Минеев^{a,*}, Е. А. Шарандин^c

^a Федеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

^b Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН
Россия, 196140, Санкт-Петербург, Пулковское шоссе, 65, к. 1

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

*e-mail: mineevkv@gmail.com

Поступила в редакцию 26.05.2022 г.

После доработки 03.07.2022 г.

Принята к публикации 07.07.2022 г.

Представлены результаты разработки радиометрического комплекса для астрономических и атмосферных исследований в 3-миллиметровом диапазоне длин волн. Радиометр собран по модуляционной схеме с механическим обтюратом, реализованным на сверхразмерных квазиоптических волноводах. В качестве антенной системы использована антенна Кассегрена с диаграммой направленности 1° по уровню –3 дБ. Калибровка осуществляется по встроенному генератору шума. Для наблюдений в выделенной области небесной сферы приемная часть комплекса вместе с антенной размещена на двухкоординатном опорно-поворотном устройстве. Управление, сбор и обработка экспериментальных данных осуществляются в удаленном режиме с помощью разработанного автономного программного обеспечения.

DOI: 10.31857/S0032816222060118, EDN: JOTMOD

ВВЕДЕНИЕ

Крупный успех интернационального проекта “Телескоп горизонта событий” (ТГС) по визуализации сверхмассивных черных дыр [1, 2] привлек дополнительное внимание мировой научной общественности к субтерагерцовой радиоастрономии. На сегодняшний день команда проекта ТГС находится в поисках перспективных мест для размещения астрономических обсерваторий с целью расширения числа плеч РСДБ (радиоинтерфер со сверхдлинной базой) интерферометра для увеличения информативности наблюдений и расширения числа доступных источников на небе [3].

С помощью измерителя атмосферного поглощения МИАП-2 на территориях Российской Федерации и соседствующих государств было проведено несколько циклов измерений параметров прозрачности атмосферы [4–9]. На основе наблюдательных данных были получены результаты, свидетельствующие о наличии нескольких перспективных мест для строительства радиоте-

лескопов, способных подключиться к проекту ТГС.

Большинство из проведенных измерений были краткосрочными в рамках отдельных экспедиций, и экстраполяция результатов измерений на длительные периоды ограничена. Для долговременных измерений, направленных на выявление статистических сезонных тенденций изменения прозрачности атмосферы, необходимо создание дополнительных аппаратных средств, способных сохранять стабильные характеристики на приемлемом уровне в течение долгого времени.

К настоящему времени текущие характеристики МИАП-2 являются далеко не рекордными [10]: ширины диаграмм направленности антенн (с линзой) составляют около 2.5°, диапазон изменения зенитных углов — от 0 до 90°, шумовые температуры приемных модулей ~1300 К для 3-миллиметрового измерительного канала и 5800 К для 2-миллиметрового канала. Данные характеристики ограничивают время накопления сигнала, которое в отдельных случаях может быть меньше ха-

рактерных времен изменений условий в среде. Для получения более качественных результатов измерения атроклимата требуется создание серии многочастотных полноповоротных переносных устройств с превосходящими МИАП-2 характеристиками.

На первый взгляд, очевидным является построение указанных приемных комплексов с криогенными маломощными усилителями (МШУ) на входе, аналогично представленному в статье [11] 3-миллиметровому CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) приемнику с InP НЕМТ предусилителем [12], имеющим шумовую температуру менее 30 К при охлаждении до 24 К. Однако обширные исследования атмосферного поглощения, играющего значимую роль в миллиметровом диапазоне длин волн, показали, что при длинах волн до 3 мм зачастую вклад атмосферы является доминирующим, что делает неэффективным глубокое криогенное охлаждение наземных приемников, находящихся на относительно небольшой высоте над уровнем моря. По этому пути с недавнего времени пошли исследователи CAO РАН на радиотелескопе РАТАН-600 [13], фактически исключив дорогое и сложное в обслуживании криовакуумное оборудование из арсенала инструмента при наблюдениях вплоть до 8 мм, сосредоточившись на совершенствовании цифровых систем регистрации данных и алгоритмах цифровой обработки [14]. Принимая во внимание мировые достижения субтерагерцовой полупроводниковой электроники, а также учитывая опыт коллег из CAO РАН, авторы данной статьи решили пойти по аналогичному пути и отказаться от криостатируемой части в составе измерительных комплексов, ограничившись выбором коммерчески доступных неохлаждаемых приемников.

На первом этапе авторами настоящей статьи был реализован прототип мобильного полноповоротного 3-миллиметрового модуляционного радиометра с шириной главного лепестка диаграммы направленности антенны не более 1° по уровню -3 дБ. В качестве основного приемного каскада выбран модуль PMMW-10-0001, имеющий собственную шумовую температуру менее 450 К. Для наблюдений в выделенной области небесной сферы приемная часть комплекса вместе с антенной размещена на двухкоординатном (азимут, элевация) опорно-поворотном устройстве. Управление, сбор и обработка экспериментальных данных осуществляются в удаленном режиме с помощью разработанного авторами программного обеспечения. Радиометр снабжен встроенным опорным генератором шума для проведения калибровки, а также системой термостатирования ключевых элементов с поддержанием квазистационарной температуры общего объема внутри внешнего терморазвязывающего кожуха.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Регистрируемое приемной антенной тепловое радиоизлучение представляет собой гауссовый случайный процесс соответствующей интенсивности, подлежащий измерению [15]. На коротком временном интервале такой сигнал можно считать стационарным и эргодическим и для расчета мощности сигнала в ограниченной полосе приема использовать формулу:

$$W = \int_{\omega_1}^{\omega_2} G(\omega) d\omega = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi^2(t) dt, \quad (1)$$

где ω_1 и ω_2 — начальная и конечная частоты полосы приема; $G(\omega)$ — спектральная плотность мощности зарегистрированного шумового процесса; $\xi(t)$ — временная реализация шумового сигнала.

В соответствии с теоремой о среднем величину спектральной плотности внутри частотного диапазона $\Delta\omega$ можно оценить следующим образом:

$$\hat{G}(\omega_i) = \frac{1}{\Delta\omega} \left[\frac{1}{T} \int_0^T \xi^2(t) dt \right]. \quad (2)$$

Формула (2) отражает фундаментальный принцип экспериментальной оценки спектральной плотности шумового сигнала любой физической природы: линейная фильтрация, квадратичное детектирование, временное накопление сигнала.

Мощность радиометрического сигнала на выходе может быть представлена как:

$$P(0) = \int_0^\infty G_n(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega, \quad (3)$$

где $G_n(\omega)$ — спектральная плотность мощности шумового преобразованного сигнала; $|K(j\omega)|$ — амплитудно-частотная характеристика выходного фильтра нижних частот (ФНЧ).

Эффективность выделения ФНЧ постоянной составляющей оценивается по отношению среднеквадратических отклонений (СКО) на выходе σ_i и на входе σ_0 :

$$\frac{\sigma_0}{\sigma_i} = \sqrt{\frac{\Delta\Omega}{\Delta\omega}} = \sqrt{\frac{\Delta F}{\Delta f}} = \frac{1}{2\sqrt{\Delta f \tau}}, \quad (4)$$

где ΔF — эффективная полоса выходного ФНЧ; Δf — рабочая полоса частот радиометра; τ — постоянная времени ФНЧ.

Флуктуационный порог чувствительности реального радиометрического устройства, учитывающего аддитивный (дробовый, тепловой) и мультипликативный (фликкер-эффект) шумы, можно определить по следующей формуле:

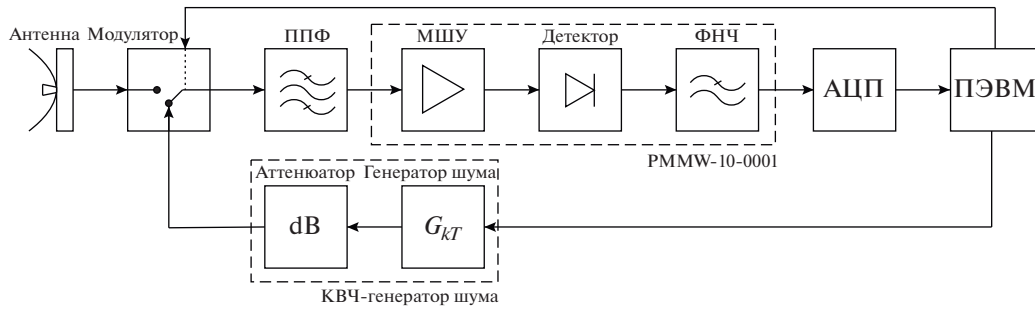


Рис. 1. Структурная схема радиометрического приемника. ППФ — полосо-пропускающий фильтр; МШУ — малошумящий усилитель; ФНЧ — фильтр нижних частот; АЦП — аналого-цифровой преобразователь.

$$\Delta T = \sqrt{\Delta T_N^2 + \Delta T_{FN}^2} = T_N \sqrt{\frac{1}{2\Delta f \tau} + \left(\frac{\sigma_{FN}}{G_A}\right)^2}, \quad (5)$$

где T_N — шумовая температура усилителя; σ_{FN} — СКО фликкер-шума; ΔT_{FN} — порог чувствительности, обусловленный только фликкер-шумом; ΔT_N — порог чувствительности, обусловленный шумовой температурой усилителя; G_A — коэффициент усиления усилителя.

Несмотря на предельную чувствительность радиометра полной мощности (компенсационная схема), флуктуации коэффициента усиления вида $1/f$ вносят во второе слагаемое под корнем существенную неопределенность, резко снижая общий порог чувствительности компенсационной схемы. Пренебречь вкладом σ_{FN} можно лишь в случае регистрации быстротекущих процессов [16], когда на коротком промежутке времени параметры измерительной схемы остаются квазистабильными. В случае долговременных наблюдений целесообразно использовать известную модуляционную схему радиометра Р. Дикке [17].

Флуктуационный порог чувствительности модуляционной схемы в пределе в $\sqrt{2}$ раз хуже компенсационной схемы, однако при высокоскоростном переключении модуляционная схема устраняет паразитное влияние фликкер-шума, что при длительном цикле измерений оказывается наиболее предпочтительным решением. Это явное преимущество модуляционной схемы подвигло авторов настоящей статьи использовать ее в качестве основного режима работы радиометра, структура которого представлена на рис. 1.

ОПИСАНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ

Усилительно-детекторный тракт радиометра был реализован аналогично представленному в [18] пассивному сканеру на коммерчески доступном модуле PMMW-10-0001 (фирмы “Farran”, Ирландия) с малошумящим усилителем высокой частоты на входе, средний коэффициент шума

которого во всей полосе от 75 до 110 ГГц составляет $K = 4$ дБ. Время накопления выходного ФНЧ $\tau = 1$ мкс, что позволяет осуществлять быструю коммутацию сигнала на входе приемного модуля, пренебрегая временем релаксации выходного сигнала в масштабах одной реализации цикла накопления. Оцифровка каждой реализации осуществляется с помощью дифференциального 24-битного АЦП, выполненного на микросхеме AD7766 (фирмы “Analog Devices”, США).

С учетом статистической независимости отсчетов одна реализация оцифрованного сигнала имеет вид:

$$U_{\text{вых}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \bar{U}_{R_i} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \int_0^\infty G_{\eta_i}(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega, \quad (6)$$

где N — число независимых отсчетов на входе АЦП в пределах одной квазистационарной реализации.

Обеспечение в модуляторе быстрого переключения между прямым и опорным каналами возможно несколькими способами. Распространенным решением в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн является использование PIN-диодных переключателей, имеющих времена переключения менее 50 нс с переходными процессами не более 10 нс, что позволяет реализовать высокоскоростную и надежную коммутацию. Однако они имеют значительные потери в каналах, порой превышающие 3 дБ, что в формуле Фрииса для расчета общей шумовой температуры системы дает аддитивную добавку к антенной температуре, соизмеримую с температурой окружающей среды.

Несмотря на приемлемые потери (менее 0.5 дБ) в каналах электромеханических волноводных переключателей, их использование недопустимо ввиду крайне невысокой наработки на отказ и больших времен переключения (порядка 0.5–1 с).

Реализованный в изобретении [19] подход с использованием электронной коммутации генератора шума и 10-дБ направленного ответвителя

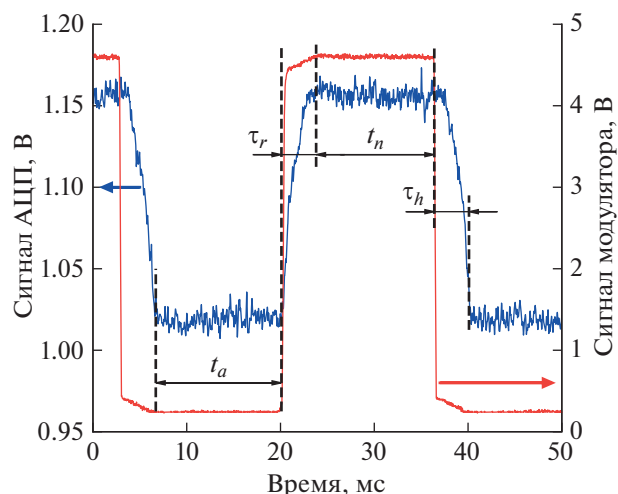


Рис. 2. Осциллограммы работы модулятора.

вкупе с высокоскоростными PIN-модуляторами позволяет достичь необходимой скорости переключения, однако аддитивная добавка со стороны бокового канала в несколько десятков кельвин и не менее 1 дБ прямых потерь значительно снизят качество проводимых радиометрических измерений, особенно когда яркостная температура измеряемого объекта имеет в несколько раз меньший уровень. Увеличение ослабления в боковом канале направленного ответвителя, безусловно, будет способствовать лучшей развязке измерительного и опорного каналов, но это, во-первых, приведет к снижению шумовой температуры опорного источника, а во-вторых, внесет значительную неопределенность в расчет калибровочной сетки радиометра, вызванную одновременной работой прямого и опорного каналов. Такой подход допустим лишь при регистрации объектов, температура которых значительно превышает температуру окружающего пространства, когда подобная неопределенность не превышает нескольких процентов.

С учетом вышеизложенных фактов было принято решение реализовать модуляционный радиометр гибридного типа с оптико-механическим обтюратором в квазиоптическом тракте.

Квазиоптический тракт представляет собой два скрещенных металлических волновода квадратного сечения $14 \times 14 \text{ мм}^2$ длиной 50 мм с расположенным в точке пересечения под углом 45° к апертуре вращающимся металлическим диском, имеющим два четвертных секторальных выреза. Одну половину времени приемный тракт нагружен на прямой канал, другую — на боковой посредством зеркального отражения.

Для снижения возбуждения паразитных мод высших типов пирамидальные рупорные переходы

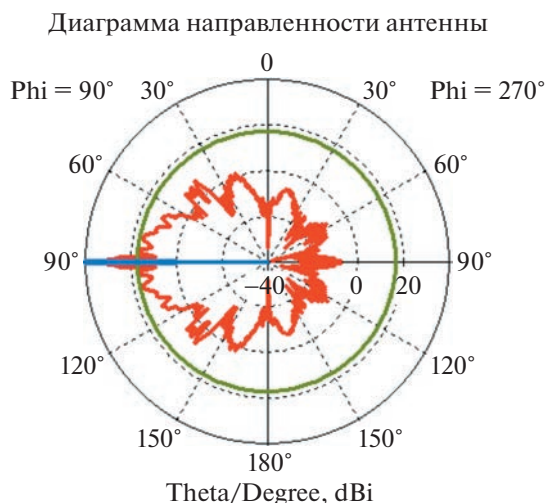


Рис. 3. Результат моделирования диаграммы направленности в CST MWS.

ды со стандартного сечения WR-10 на сверхразмерный волновод сечением $14 \times 14 \text{ мм}^2$ были изготовлены длиной заведомо более 20λ , а общая длина квазиоптической линии от антенны до полосового фильтра составила 250 мм. Численное моделирование в пакете Ansys HFSS показало, что общее ослабление в данном квазиоптическом тракте составляет около 0.15 дБ во всей полосе от 75 до 110 ГГц.

Основной проблемой использования квазиоптического модулятора являются области частичного перекрытия квазиоптического сечения при вращении диска. Согласно зарегистрированной осциллограмме (рис. 2), частота модуляции, контролируемая оптопарой, находится в районе частоты $f_{\text{мод}} = 29.7 \text{ Гц}$, при которой время регистрации антенной измеряемого излучения составляет $t_a = 13 \text{ мс}$ и равно времени регистрации излучения генератора шума t_n . Времена нарастания и спада составляют $\tau_r = \tau_h = 3.2 \text{ мс}$. Отсчеты, соответствующие данным интервалам, из обработки полностью исключаются, что приводит к потере статистических данных, поэтому из всего зарегистрированного сигнала используется только 80% времени.

Следующей проблемой является обеспечение развязки между каналами в течение времени, когда прямой канал полностью открыт, в присутствии мощного сигнала генератора шума с бокового канала. Для успешного решения этой проблемы на 3D-принтере из АБС-пластика с графитовым наполнением был изготовлен и интегрирован в модулятор поглотитель, служащий эквивалентом согласованной нагрузки с коэффициентом отражения порядка $-33 \dots -35 \text{ дБ}$ [20].

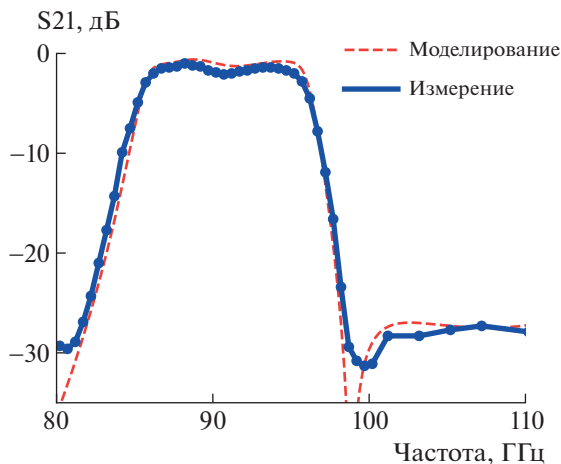


Рис. 4. Ослабление волноводного полосового фильтра.

Антенная система была реализована по классической структуре Кассегрена. Двухзеркальные антенны Кассегрена широко используются в радиоастрономических наблюдениях на миллиметровых и субмиллиметровых длинах волн благодаря наличию узкой диаграммы направленности (ДН) и меньшим по сравнению с обычными рефлекторными антеннами осевым размерам.

Основное параболическое зеркало антенны изготовлено диаметром 200 мм, гиперболический контррефлектор — диаметром 16 мм. В качестве облучателя использовался пирамидальный рупор. Расчет и оптимизация параметров антенны проводились в пакете численного моделирования CST MWS, исходя из обеспечения ширины главного лепестка ДН на центральной частоте $f_0 = 90$ ГГц в 1° по уровню -3 дБ при уровне боковых лепестков не хуже -20 дБ. Результаты моделирования в пакете CST MWS ДН антенны Кассегрена с указанными параметрами приведены на рис. 3.

Полоса приемного модуля прямого усиления PMMW-10-0001 шире 3-миллиметрового окна прозрачности атмосферы, что будет давать систематическую ошибку за счет теплового излучения соседствующих с f_0 полос поглощения молекулярного кислорода с максимумами поглощения вблизи частот 60 и 120 ГГц при проведении астроклиматических измерений. Для ограничения полосы не более 15% от f_0 авторами был изготовлен волноводный полосовой фильтр, который может быть установлен перед приемным модулем. Параметры фильтра оптимизировались в CST MWS, согласно алгоритму, представленному в статье [21]. Результаты моделирования и измерения полосового фильтра на панорамном измерителе P2-124 приведены на рис. 4. Небольшое расхождение измеренного ослабления и расчетного можно объ-

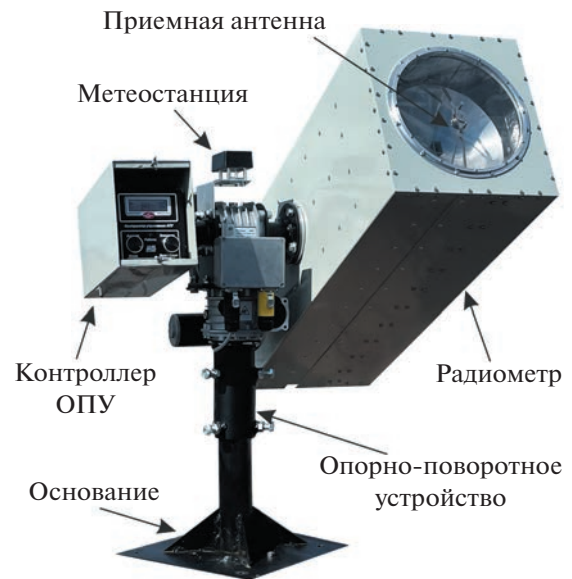


Рис. 5. Внешний вид радиометрического комплекса.

яснить использованием в измерениях на P2-124 пирамидальных переходов со стандартного волноводного сечения 1.2×2.4 мм² на сечение 1.27×2.54 мм² (WR-10).

В качестве высокостабильного опорного источника яркостной температуры в боковом канале используется широкополосный полупроводниковый генератор шума разработки НИФТИ ННГУ (г. Нижний Новгород) [22], откалиброванный по жидкому азоту. Величина спектральной плотности мощности потока излучения генератора шума составляет около 10^{-17} Вт/(см² · Гц). Такая мощность является избыточной для модуля PMMW-10-0001 и будет компрессироваться в усилительно-детекторной секции. Для исключения компрессии и обеспечения работы в рекомендованном производителем диапазоне мощностей в боковом канале установлен аттенуатор, ослабление которого должно подстраиваться по месту для конкретного генератора шума. В данном случае ослабление подобрано для шумовой температуры $T_n = 350$ К, приведенной к входу приемного модуля.

Для поддержания постоянства характеристик ключевых частей в радиометре реализована система термостабилизации на уровне $t = 35^\circ\text{C}$ основных узлов (приемно-усилительного модуля, генератора шума), а также общая термостабилизация радиометра с принудительной циркуляцией воздуха внутри всего объема. Для дополнительного контроля температуры и влажности в месте использования радиометр оснащен цифровой метеостанцией.



Рис. 6. Измерение яркостной температуры неба на крыше главного корпуса ИПФ РАН, г. Нижний Новгород.

Для наблюдения в выделенной области небесной сферы радиометр был установлен на опорно-поворотном устройстве AZ1000VX (фирмы “Радант”, Россия), позволяющем проводить сканирование и сопровождение по азимутальной координате в диапазоне от 0° до 360° и угломестной координате в диапазоне 0° до 90° . Общая фотография радиометра представлена на рис. 5.

С учетом опорно-поворотного устройства габаритные размеры всего комплекса составляют

$610 \times 730 \times 500$ мм, а общая масса не превышает 40 кг.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Испытания радиометра проводились в сентябре 2021 г. на крыше Института прикладной физики РАН (г. Нижний Новгород) (рис. 6). Перед непосредственными измерениями радиометр был откалиброван по эквиваленту черного тела с температурой окружающей среды и жидкого азота.

Экспериментальные результаты измерения яркостной температуры неба при направлении измерительной антенны в зенит приведены на рис. 7.

Для определения предельно достижимой точности были проведены измерения яркостной температуры неба в сухую ясную погоду. При проведении измерений радиометр был направлен строго на север, угол места 80° . В процессе измерений температура окружающей среды изменялась в диапазоне $10.2\text{--}11.1^\circ\text{C}$, относительная влажность составляла 38–41%, давление – 742–743 мм рт. ст. Облачность была 0 баллов, наблюдалась легкая дымка с видимостью около 19–20 км. Время накопления в радиометре было установлено равным 1 мин. Гистограмма распределения случайной ошибки измерения яркостной температуры приведена на рис. 8.

Для определения потенциальной разрешающей способности радиометра при времени накопления 60 с были проведены длительные измерения уровня сигнала с опорного источника яркостной температуры. Гистограмма распределения нестабильности регистрируемой температуры для этого случая приведена на рис. 9.

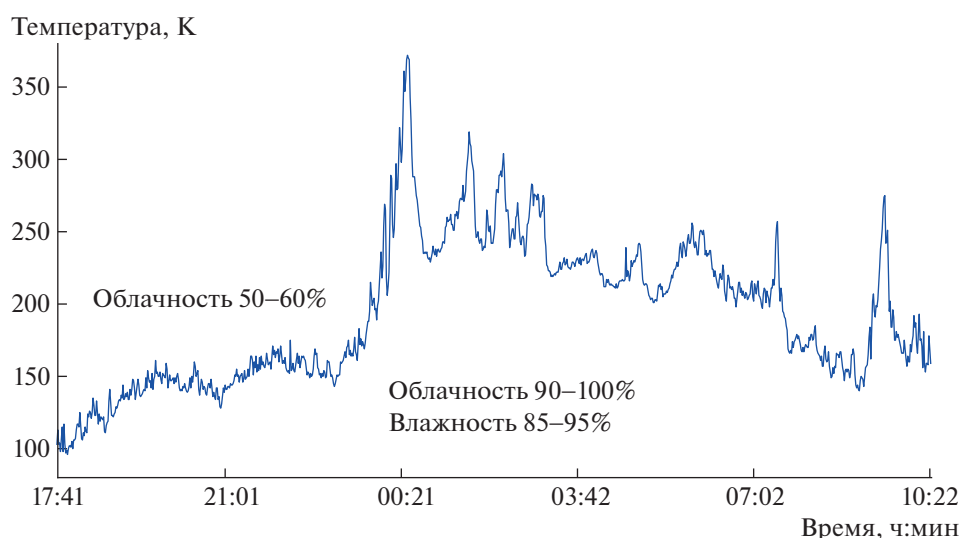


Рис. 7. Результат измерения яркостной температуры неба в сентябре 2021 г. в Нижнем Новгороде.

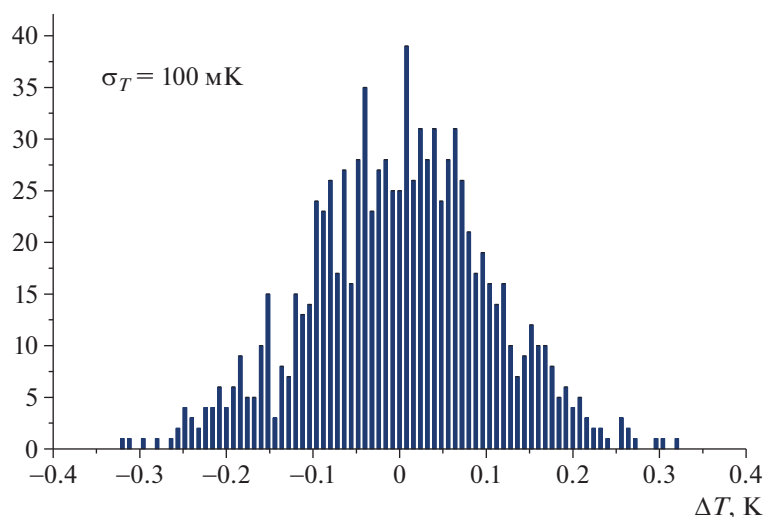


Рис. 8. Гистограмма распределения случайной ошибки измерения яркостной температуры.

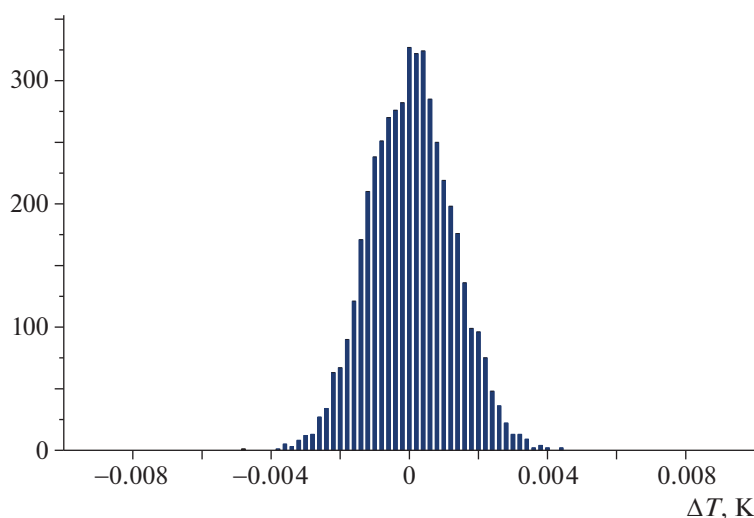


Рис. 9. Гистограмма распределения случайной ошибки измерения яркостной температуры в опорном канале.

Результаты испытаний показали, что при благоприятных погодных условиях и плотной городской застройке среднеквадратичное отклонение ошибки измерения радиационной температуры может достигать порядка 100 мК. Основной вклад в погрешность проведенных измерений вносит изменение состояния атмосферы за время накопления результатов. При длительных наблюдениях в широком диапазоне сканирования по азимуту и углу места яркостная температура, по результатам измерений, изменялась более чем на 200 К.

Разрешающая способность разработанного радиометра составляет порядка 1 мК при времени накопления сигнала 1 мин. На этом основании можно предположить, что при установке в месте с благоприятным астроклиматом радиометрический ком-

плекс потенциально способен зарегистрировать дипольную составляющую яркостной температуры реликтового излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные серии испытаний радиометрического комплекса подтверждают его полную автономную работоспособность и возможность использования в длительном цикле измерений для поиска мест с хорошим микроволновым астроклиматом (высокогорье, полюса холода и т.п.). Флуктуационная чувствительность находится на уровне 1 мК, а распределение случайных величин ошибки близко к нормальному, что указывает на достоверность сделанных оценок.

Описанный конкретный экземпляр радиометрического комплекса, кроме основных экспедиционных задач, также планируется использовать в качестве учебно-демонстрационного пособия при проведении лабораторных работ студентов факультета фундаментальных наук МГТУ им. Н.Э. Баумана.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке проекта НЦМУ "Центр фотоники", соглашение между ИПФ РАН и МОН № 075-15-2022-316.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The Event Horizon Telescope Collaboration // *The Astrophysical Journal Letters*. 2019. V. 875: L4. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0e85>
2. The Event Horizon Telescope Collaboration // *The Astrophysical Journal Letters*. 2022. V. 930: L12. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac6674>
3. Raymond A.W., Palumbo D., Paine S.N., Blackburn L., Rosado R.C., Doeleman S.S., Farah J.R., Johnson M.D., Roelofs F., Tilanus R.P.J., Weintraub J. // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2021. V. 253. Iss. 1. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/abc3c3>
4. Бубнов Г.М., Артеменко Ю.Н., Вдовин В.Ф., Данилевский Д.Б., Зинченко И.И., Носов В.И., Никифоров П.Л., Шанин Г.И., Раупов Д.А. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2016. Т. 59. № 8. С. 852. <https://doi.org/10.1007/s11141-017-9745-7>
5. Агафонов М.И., Бубнов Г.М., Бубукин И.Т., Вдовин В.Ф., Горбунов Р.В., Зинченко И.И., Лапченко В.А., Носов В.И., Панкратов А.Л., Ракуть И.В. // *Астрофизический бюллетень*. 2018. Т. 73 № 3. С. 412.
6. Bubnov G.M., Abashin E.B., Balega Y.Y., Bolshakov O.S., Dryagin S.Y., Dubrovich V.K., Marukhno A.S., Nosov V.I., Vdovin V.F., Zinchenko I.I. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2015. № 1. P. 64. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2014.2380473>
7. Bubnov G.M., Vdovin V.F., Bukov V.Y., Makarov T.A., Il'in G.N., Zinchenko I.I. // 2017 XXXIInd General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science. IEEE. Montreal, 2017. <https://doi.org/10.23919/URSIGASS.2017.8105000>
8. Bubnov G.M., Grigor'ev V.F., Zinchenko I.I., Zemlyanukha P.M., Il'in G.N., Kabanov D.M., Nosov V.I., Vdovin V.F. // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2020. № 12. P. 820. <https://doi.org/10.1007/s11141-020-10027-x>
9. Bubnov G.M., Vdovin V.F., Zemlyanukha P.M., Okunev V.S., Grigor'ev V.F. // *EPJ Web of Conferences*. 2018. V. 195. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201819509002>
10. Носов В.И., Большаков О.С., Бубнов Г.М., Вдовин В.Ф., Зинченко И.И., Марухно А.С., Никифоров П.Л., Федосеев Л.И., Швецов А.А. // *ПТЭ*. 2016. № 3. С. 49. <https://doi.org/10.7868/S0032816216020117>
11. Tang A., Reck T., Shu R., Samoska L., Kim Y., Ye Y., Gu Q., Drouin B.J., Truettel J., Al Hadi R., Xu Y., Sarkozy S., Lai R., Chang M.-C. F., Mehdi I. // 2016 IEEE MTT-S International Microwave Symposium. IEEE. San Francisco, 2016. <https://doi.org/10.1109/MWSYM.2016.7540357>
12. Samoska L., Varonen M., Reeves R., Cleary K., Gawande R., Kangaslahti P., Gaier T., Lai R., Sarkozy S. // 2012 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium Digest. IEEE. Montreal, 2012. <https://doi.org/10.1109/MWSYM.2012.6258356>
13. Берлин А.Б., Парийский Ю.Н., Нижельский Н.А., Мингалиев М.Г., Цыбулев П.Г., Кратов Д.В., Удовецкий Р.Ю., Смирнов В.В., Пилипенко А.М. // *Астрофизический бюллетень*. 2012. Т. 67. № 3. С. 354.
14. Удовецкий Р.Ю., Сотникова Ю.В., Мингалиев М.Г., Цыбулев П.Г., Жеканис Г.В., Нижельский Н.А. // *Астрофизический бюллетень*. 2016. Т. 71. № 4. С. 532.
15. Шарков Е.А. Радиотепловое дистанционное зондирование Земли: физические основы: в 2 т. Т. 1. М.: ИКИ РАН, 2014.
16. Ботов Е.В., Иконников В.Н., Канаков В.А., Корнев Н.С., Макарычев Н.А., Минеев К.В., Назаров А.В., Османов Р.Р., Седов А.А. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2018. Т. 61. № 5. С. 432. <https://doi.org/10.1007/s11141-018-9899-y>
17. Dicke R. // *The review of Scientific Instruments*. 1946. V. 17. № 7. P. 268.
18. Meng Y., Qing A., Lin C., Zang J., Zhao Y., Zhang C. // *Scientific Report*. 2018. № 8. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-25637-9>
19. Иконников В.Н., Канаков В.А., Корнев Н.С., Минеев К.В., Назаров А.В., Орехов Ю.И., Седов А.А. Патент на изобретение № 2018144404 РФ. МПК G01K 11/00, G01K 13/02, G01K 15/00, G01R 29/08, G01R 29/26, G01R 35/00, G01J 5/00 // Опубл. 28.08.2019. Бюл. № 25.
20. Домбек Е.М., Землянуха П.М., Паршин В.В., Алексеев Р.А. // XII Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Нижний Новгород, 2022. С. 127.
21. Leal-Sevillano C.A., Montejó-Garai J.R., Ruiz-Cruz J.A., Jesús M. Rebollar // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2012. V. 22. № 9. <https://doi.org/10.1109/LMWC.2012.2212237>
22. Корнаухов А.В., Максимов Г.А., Анисимов С.И., Гуревич М.Л. // *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия: Биология*. 2001. № 2. С. 22.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 681.787.7

ВЫСОКОТОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕРМОДЕФОРМАЦИЙ РЕФЛЕКТОРОВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

© 2023 г. П. С. Завьялов^а, М. С. Кравченко^{а,*}, К. И. Савинов^а,
М. В. Савченко^а, А. В. Белобородов^а

^а Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН
Россия, 630058, Новосибирск, ул. Русская, 41

*e-mail: max@tdisie.nsc.ru

Поступила в редакцию 06.04.2022 г.

После доработки 15.06.2022 г.

Принята к публикации 16.06.2022 г.

Представлены результаты измерения термодформаций поверхностей, полученные при испытании рефлекторов при воздействии на них факторов космического пространства. Объекты имеют параболическую и гиперболическую формы, их диаметр составляет от 600 до 1200 мм, термодформации измеряются на разных этапах термоциклирования. Оценена погрешность выполненных с использованием термовакуумной камеры измерений, она составила менее 1 мкм.

DOI: 10.31857/S0032816222060234, EDN: JREPOE

ВВЕДЕНИЕ

При наземной отработке космических аппаратов (КА) одним из важнейших этапов является определение влияния на них факторов космического пространства — вакуума и экстремальных высоких и низких температур. Большое внимание уделяется элементам связи (рефлекторам, антеннам, зеркальным системам), размеры которых могут достигать нескольких метров. Эти элементы КА должны сохранять форму своей поверхности с допустимым отклонением не более 100 мкм, а зачастую и единиц микрометров [1].

Влияние указанных факторов космического пространства на форму объектов имитируется в специальной термовакуумной камере, соответственно измерение формы в процессе испытаний должно выполняться либо непосредственно в камере (под воздействием на измерительную аппаратуру тех же экстремальных факторов), либо бесконтактно (с выносом измерительной аппаратуры за пределы камеры). При этом допустимая погрешность не должна превышать 1 мкм при габаритах объектов 1–5 м.

К методу измерения и системе, построенной на его основе, кроме высокой точности, предъявлялся и ряд дополнительных требований: возможность контроля всей отражающей поверхности рефлекторов, применимость для измерений крупногабаритных объектов с шероховатой поверхностью, возможность измерения поверхности произвольной формы.

Совокупность указанных требований определяет использование оптического бесконтактного метода измерений, при котором измерительная аппаратура располагается вне камеры при нормальных условиях, а для доступа к объекту испытаний используется оптический иллюминатор.

Теневые оптические методы (нож Фуко, Ронки, Ричи) оперативны и имеют высокую разрешающую способность (она ограничена разрешением фотоматрицы камеры и дифракционными эффектами) [4]. Однако при контроле параболического зеркала (в отличие от сферического) возникают некоторые сложности, связанные с тем, что единого центра кривизны у такого зеркала нет. Лучи света рядом с центром кривизны параболоида сходятся вдоль рожкообразной каустики, определенной переисправленной поверхностью [5].

В настоящее время для контроля формы поверхности используются такие методы, как фотограмметрический [6, 7], радиологический [8, 9], на основе лазерного радара [10]. Они имеют ряд преимуществ, среди которых следует отметить удобство использования, информативность, возможность измерения объектов произвольной формы и т.д. Однако погрешность измерения данными методами находится на уровне нескольких десятков микрон и более.

Наиболее полно предъявляемым требованиям отвечает метод спекл-интерферометрии [11], а именно метод электронной спекл-интерферометрии (electronic speckle interferometry) [12]. Он получил широкое применение при неразрушаю-

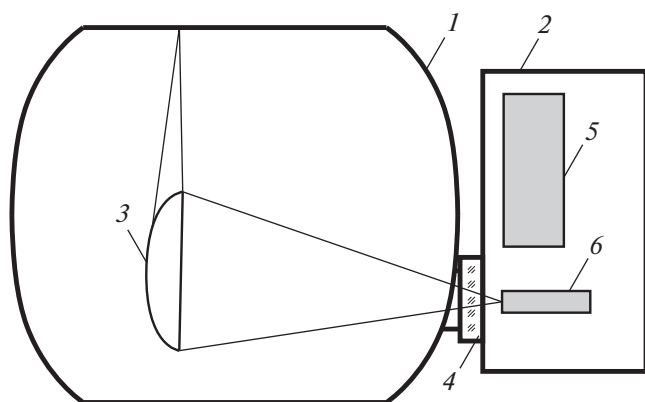


Рис. 1. Схема расположения PulsESPI System около термовакuumной камеры. 1 – термовакuumная камера, 2 – PulsESPI System, 3 – контролируемый объект, 4 – иллюминатор, 5 – лазер, 6 – цифровая камера.

шем контроле деформаций, смещений, вибраций объектов, выполненных из разного рода конструкционных материалов. В отличие от классических способов интерферометрии, этот метод позволяет контролировать объекты с оптически грубой (шероховатой) поверхностью без установки на сам объект каких-либо меток или отражателей. Суть метода заключается в следующем. В оптической схеме спекл-интерферометра излучение лазера делится на опорное и объектное плечи. Излучение опорного канала направляется непосредственно на цифровую камеру, а предметного – на объект, который его рассеивает в направлении той же камеры. Регистрируются два изображения – начальное и деформированное состояния объекта. В результате их вычитания образуется картина интерференционных полос, которая расшифровывается и преобразуется в поле перемещений контролируемой поверхности. Поскольку в таком интерферометре выполняются по сути дифференциальные измерения, удается исключить влияние факторов, вносящих постоянные абсолютные погрешности, такие как влияние иллюминатора. Поэтому в этом случае не требуется предварительной калибровки средства измерения, что является несомненным преимуществом метода.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМОДЕФОРМАЦИЙ ПОВЕРХНОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕРМОВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ

Для измерения термодформаций с использованием термовакuumной камеры используется система измерения термодформаций поверхностей PulsESPI System, позиция 2 на рис. 1. PulsESPI System размещается около термовакuumной камеры 1. Контролируемые объекты 3, в качестве которых в основном используются части КА (та-

кие, как рефлектор), располагаются внутри вакуумной камеры. Оптическое излучение для освещения объекта от лазера 5 попадает внутрь камеры через иллюминатор 4. Рассеянное излучение регистрируется цифровой камерой 6.

Для выполнения таких измерений, помимо PulsESPI System, необходимо использование дополнительных элементов и систем, а именно:

- оптического иллюминатора;
- устройства для поддержания заданных климатических условий вокруг измерительного средства;
- датчиковой аппаратуры;
- устройства измерения виброперемещений измеряемого объекта;
- информационной системы.

Основное средство измерения – PulsESPI System (производство Carl Zeiss Optotechnik GmbH, Германия). Ранее подобная система уже использовалась для измерения деформаций рефлектора в термовакuumной камере в DLR (German Aerospace Center – Немецкий центр авиации и космонавтики) в Берлине [13, 14]. Принцип ее работы основан на методе электронной импульсной спекл-интерферометрии [15]. Излучение рубинового лазера (энергия импульса до 1 Дж) пространственно разделяется на опорный и предметный пучки на выходе из оптического тракта лазера. Излучение опорного плеча направляется на цифровую камеру с помощью одномодового оптоволоконка. Предметный пучок проецируется на исследуемый объект с помощью зеркал и отрицательных линз; таким образом освещается вся контролируемая поверхность рефлектора.

Применительно к измерениям с использованием термовакuumной камеры потребовалась доработка программного обеспечения (ПО) PulsESPI System, а именно был разработан дополнительный программный модуль автоматизации обработки данных. Это обусловлено тем, что стандартное ПО приспособлено для выполнения только единичных измерений. В случае большого количества измерений требуется участие оператора для обработки каждого измерения. Разработанное ПО позволяет выполнять обработку десятков тысяч измерений без участия оператора. Необходимо лишь выполнить предварительную настройку PulsESPI System, которая заключается в выборе маски, надежности расшифровки и величины автоматического контраста, а также в расстановке точек для вычитания перемещения объекта как твердого целого.

Маска применяется для исключения из расшифровки областей на изображении, не подлежащих измерению. Так, рефлекторы, форма которых преимущественно круглая, на квадратной матрице занимают лишь часть области.

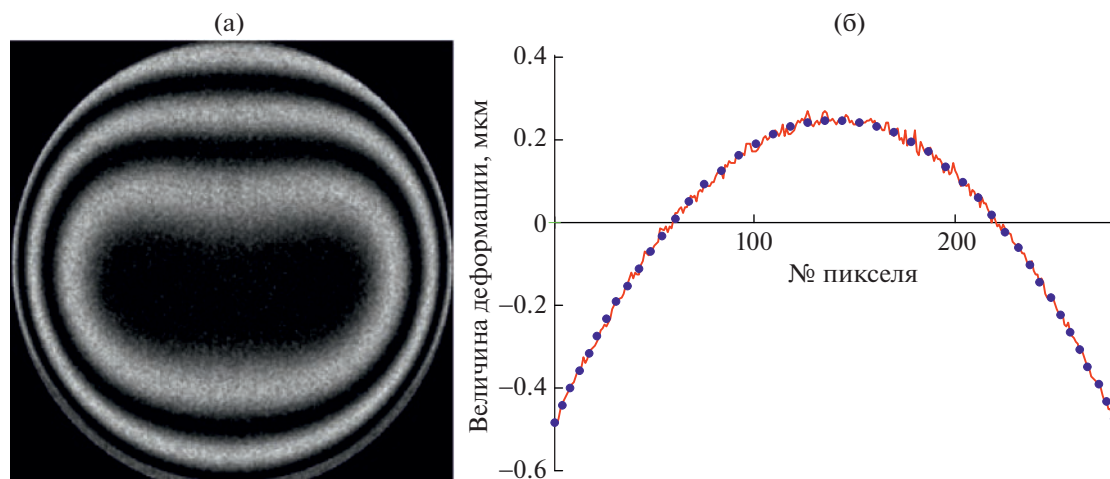


Рис. 2. Градиент температуры окна иллюминатора между его центром и краем 50°C (от периферии к центру): **а** — интерференционная картина; **б** — деформация по оси X .

В зависимости от условий испытаний, измеряемого объекта и качества настройки PulsESPI System может регистрировать изображения с высоким уровнем шума. В этом случае необходимо устанавливать высокий уровень надежности расшифровки. Он требует больших вычислительных мощностей, но обеспечивает лучший результат в случае зашумленных измерений. При обработке измерений с низким уровнем шума нет необходимости устанавливать высокий уровень надежности, так как в этом случае могут быть получены некорректные результаты расшифровки вследствие пропуска полосы или появления дополнительных (паразитных) полос.

Финальным этапом подготовки является установка точек для вычитания перемещения объекта как твердого целого. В процессе измерений объект может перемещаться и наклоняться без деформаций (за счет деформаций внешних элементов крепления объекта в камере), при этом PulsESPI System будет регистрировать эти перемещения. Тем самым будет регистрироваться деформация, которой на самом деле не существовало. Для работы функции вычитания на измеряемой поверхности необходимо расположить 3 точки, через которые будет строиться базовая плоскость.

PulsESPI System аттестована по разработанной методике применительно к условиям, в которых планируется ее использование [16, 17]. В данном случае это измерение термдеформаций объекта с габаритными размерами 1.5 м, который расположен в диапазоне расстояний от 2.5 до 6.5 м от системы измерения. В таких условиях PulsESPI System испытана с целью утверждения типа СИ (средство измерения) совместно с Западно-Сибирским филиалом ФГУП «ВНИИФТРИ» и внесена в Росреестр под номером 81555-21 [18].

Для ввода/вывода лазерного излучения во внутренний объем камеры используется оптический иллюминатор. Иллюминатор в виде круглой пластины толщиной 60 мм и диаметром 250 мм выполнен из плавленного кварца КИ ГОСТ 15130-86, поскольку данный материал имеет высокую однородность (в таком объеме стекла практически нет дефектов — свилей, пузырей и иных включений), обладает высокой устойчивостью к температуре и прочностью, выдерживая создаваемые внутри климатические условия и обеспечивая безопасную работу вакуумной камеры. Выбранный диаметр окна иллюминатора позволяет видеть всю поверхность объекта измерения во всем диапазоне расстояний. На оптическую часть иллюминатора с двух сторон нанесено просветляющее покрытие для длины волны рубинового лазера 694 нм.

Существенно, что иллюминатор может вносить вклад в погрешность измерений, если в процессе измерений он будет перемещаться, наклоняться или будет изменяться его температура. С целью оценки влияния иллюминатора выполнено моделирование его поведения при различных ситуациях. Результаты расчета показали следующее: смещение иллюминатора вдоль оси относительно измерительной системы на 1 мм дает ложную деформацию примерно 0.014 мкм; наклон иллюминатора на 5' — дает около 0.011 мкм; изменение температуры среды вокруг измерительной системы на 2°C — примерно 0.0096 мкм; изменение атмосферного давления вокруг измерительной системы в диапазоне от 0.87 до 1 атм — около 0.028 мкм; общее изменение температуры окна иллюминатора на 50°C — примерно 0.14 мкм; градиент температуры окна иллюминатора между его центром и краем 50°C — около 0.73 мкм. Видно, что самый значительный вклад в погрешность

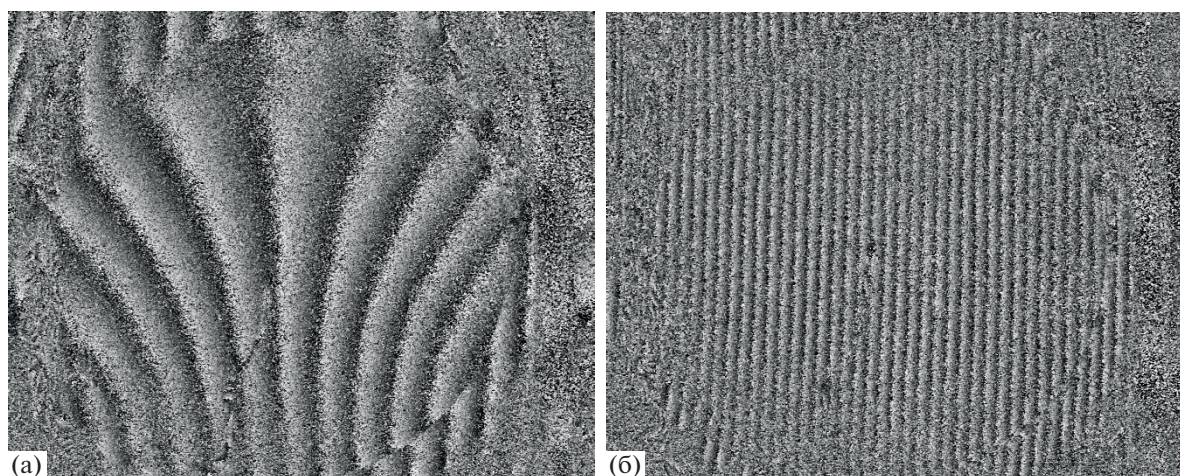


Рис. 3. Интерференционные картины: **а** — при деформации менее 5 мкм (хорошо различимые полосы); **б** — при деформации около 12 мкм (плохо различимые полосы).

измерений вносят такие факторы, как изменение температуры иллюминатора и возникновение в стекле градиента температур (рис. 2).

К другим особенностям эксплуатации измерительной системы с использованием термовакуумных камер относятся сложные условия проведения измерений. Вокруг термовакуумных камер устанавливаются насосы для создания вакуума внутри самой камеры. Работа насосов вызывает вибрацию, которая оказывает вредное влияние как на измерительное оборудование, так и на контролируемый объект. Персонал, обслуживающий камеру, необходимо защищать от источников мощного лазерного излучения. При этом оборудование должно быть защищено от воздействия создаваемых внутри камеры экстремальных высоких и низких температур.

Для предотвращения возникновения существенного градиента температур и конденсации влаги (при отрицательных температурах внутри вакуумной камеры) в конструкцию иллюминатора заложено использование саморегулирующегося греющего кабеля, что не позволяет температуре опуститься ниже заданного оператором порога. В случае нагревания объектов охлаждать иллюминатор нет необходимости, так как нагревание объекта происходит локально с помощью инфракрасных ламп и не оказывает существенно влияния на иллюминатор.

Для обеспечения безопасности работающего персонала вокруг PulsESPI System устанавливается оптически герметичный кожух. Таким образом, несмотря на наличие лазера 4-го класса опасности, оператор может находиться в непосредственной близости от PulsESPI System. Следует отметить, что установка кожуха создает закрытое пространство вокруг лазера, что в процессе его работы приводит к повышению температуры внутри ко-

жуха. Для устранения этого эффекта вместе с кожухом используется устройство для поддержания заданных климатических условий вокруг измерительного средства. Оператор может самостоятельно регулировать поддерживаемую температуру, и она будет стабилизирована с погрешностью $\pm 1^\circ\text{C}$. Кроме того, устройство для поддержания заданных климатических условий понижает влажность внутри кожуха и таким образом уменьшает вероятность конденсации влаги на поверхности иллюминатора.

Контроль климатических условий вокруг PulsESPI System осуществляется с помощью датчиковой аппаратуры: термометра, барометра и гигрометра.

Контроль состояния объекта выполняется с помощью устройства измерения виброперемещений PDV-100, Polytec. Принцип его работы основан на методе лазерной виброметрии. На основании получаемых с него данных выполняется маркировка кадров, полученных при высоком уровне вибраций. Оператор может отдельно просмотреть каждый из кадров и принять решение о целесообразности его учета в итоговом результате. Это необходимо из-за особенностей метода спекл-интерферометрии. Имея высокую чувствительность ($\lambda/10$ и более, где $\lambda = 694$ мкм — длина волны используемого лазера), этот метод обладает малым диапазоном измерения между двумя последовательными кадрами (≤ 5 мкм в условиях вакуумной камеры). В идеальных условиях (хорошо рассеивающая поверхность объекта, отсутствие вибраций как на спекл-интерферометре, так и на объекте, выдержка не менее суток в помещении, где будут выполняться измерения) диапазон измерения может достигать 10 мкм. При превышении этого диапазона начинают возникать ошибки в расшифровке интерференционной картины из-за

пропуска полос, так как программно полосы невозможно достоверно различить. На рис. 3а приведена интерференционная картина при небольшой (≤ 5 мкм) деформации объекта, а на рис. 3б — при его большом перемещении/наклоне/деформации. В первом случае полосы хорошо различимы, во втором — полосы проблематично различить как визуально, так и программно. Пример ошибки в расшифровке полос будет показан ниже.

Сбор, запись, хранение, обработка и визуализация данных выполняются в информационной системе, на рис. 4 представлена ее общая схема.

Всего используется 3 компьютера: компьютер PulsESPI System, сервер данных и компьютер оператора. Управление осуществляется с компьютера оператора. Доступ к серверу данных и компьютеру PulsESPI System осуществляется посредством удаленного рабочего стола. Значительная часть функций выполняется на сервере данных. На нем реализован RAID-массив, который позволяет безопасно хранить всю основную информацию — исходные данные с PulsESPI System и базу данных по датчиковой аппаратуре. Информационная система осуществляет связь с информационной системой термовакуумной камеры для получения данных о климатических условиях внутри нее. Тем самым оператору обеспечивается доступ ко всему комплексу данных об испытаниях.

ИСПЫТАНИЯ PULSESPI SYSTEM

В рамках испытаний PulsESPI System на территории АО “Информационные спутниковые системы” им. академика М.Ф. Решетнева” (АО “ИСС”) были успешно подтверждены все ее технические и метрологические характеристики. Измерения выполнялись как в нормальных условиях, так и с использованием вакуумной камеры.

Для измерений АО “ИСС” предоставило три объекта из углепластика (углепластик КМУ-М55J/НИИКАМ-РС 154.ТУ159, изготовленный из препрега ПУ-М55J/НИИКАМ-РС по 154.ТУ158). Объекты являются прототипами рефлекторов, имеют разную форму поверхности (параболическую, гиперболическую) и различаются по диаметру (от 600 до 1200 мм). Расстояние от PulsESPI System до объектов было в диапазоне 5500 ± 400 мм. Измерения проводились на разных этапах термостатирования (рис. 5). Так, измерения деформации поверхности объекта 1 начинались при нормальной температуре (25°C) и выполнялись до достижения температуры осушения ($T_{\text{осуш}}$). Деформация поверхности объекта 2 измерялась при нагревании от нормальной температуры до максимальной температуры ($T_{\text{макс}}$), а объекта 3 — при охлаждении от нормальной температуры до минимальной температуры ($T_{\text{мин}}$). Такой подход к измерениям позволил оценить работу PulsESPI

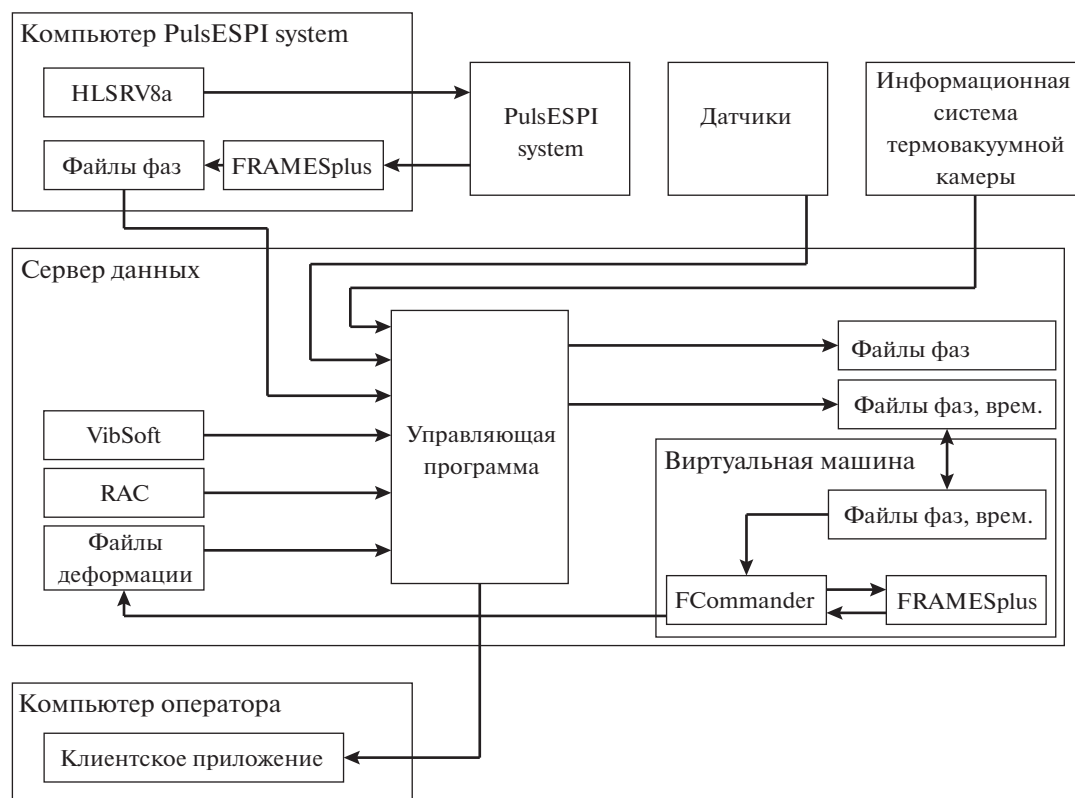


Рис. 4. Схема информационной системы.

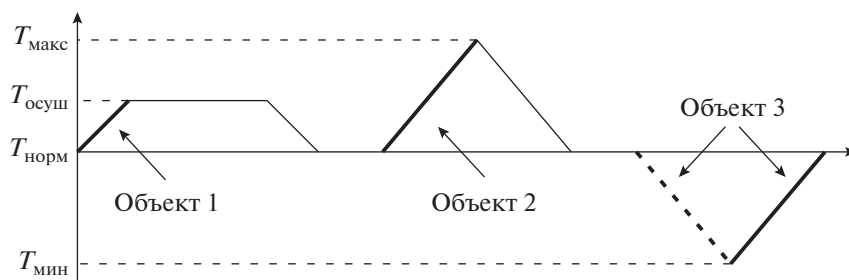


Рис. 5. Циклограмма испытаний объектов в термовакуумной камере. $T_{\text{макс}}$ — максимальная температура, $T_{\text{осуш}}$ — температура осушения, $T_{\text{норм}}$ — нормальная температура, $T_{\text{мин}}$ — минимальная температура.

System на всех этапах термоциклирования, возможность ее перенастройки между разными объектами измерения в процессе работы вакуумной камеры, а также осуществимость измерений объектов с различной формой поверхности и диаметром.

Для объекта 1 имитировали сушку рефлектора перед испытаниями. Находясь в нормальных условиях, углепластик из-за своей гигроскопичности впитывает влагу из окружающего воздуха. Перед испытаниями на охлаждение и нагрев необходимо избавиться от влаги. Для этого объект нагревается до $T_{\text{осуш}}$ с последующей выдержкой при такой температуре некоторое время. Измерения объекта 1 в рамках испытаний суммарно длились около 4 ч, было получено порядка 800 кадров. Все полученные кадры удалось корректно обработать и измерить поле термодформаций при осушении объекта 1 (рис. 6а).

На карте деформаций цветом определяется величина деформации, а соответствие цвета величине деформации отображено на шкале. Видно, что верхняя и нижняя части рефлектора деформировались в направлении наблюдения, а правая часть — в противоположном направлении. Изменение среднеквадратичного отклонения (СКО) формы рефлектора, измеренное PulsESPI System, представлено в табл. 1 и составляет 24 мкм.

Аналогичные измерения для объекта 1 были выполнены с помощью лазерного радара серии MV350E. Результаты измерений радаром представлены на рис. 6б, изменение СКО представлено в табл. 1 и составляет 58 мкм. Видно, что характер деформаций совпадает с измеренным PulsESPI System. При этом можно наблюдать значительное количество локальных выбросов на карте деформаций. Они преимущественно связаны с погрешно-

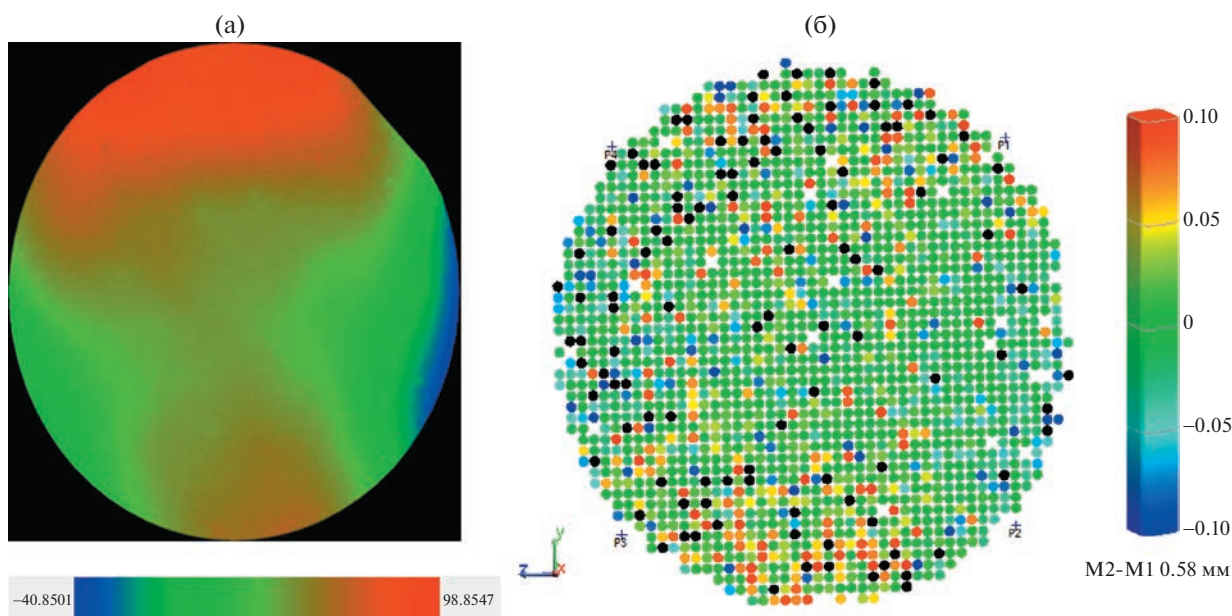


Рис. 6. Карта термодформаций при осушении объекта 1: **а** — измерения с помощью PulsESPI System; **б** — измерения, выполненные лазерным радаром.

Таблица 1. Результаты измерений изменения СКО формы рефлекторов

№ объекта	Измерения PulsESPI System, мкм	Измерения радаром, мкм
Объект 1	24	58
Объект 2	28	90
Объект 3	27	50

стью измерений радаром, которая рассчитывается по следующей формуле:

$$\delta = \pm \sqrt{2(20 + 5L)^2 + 2(13.6L)^2}, \quad (1)$$

где L – расстояние от радара до измеряемого объекта.

Так, на расстоянии 5500 мм погрешность составляет ± 125 мкм. При этом измеряемая величина деформации находится в диапазоне от -50 до 100 мкм. Следовательно, радар позволяет оценить положение, направление и примерную величину деформаций. Таким образом, при измерении величины деформации 50 мкм и менее более целесообразным является использование метода спекл-интерферометрии. Согласно рис. 6а, деформация по объекту изменяется гладко, без значимых выбросов.

Контроль термдеформации объекта 2 выполнялся при его нагревании от нормальной температуры до $T_{\text{макс}}$. Продолжительность испытаний составляла суммарно около 3 ч. Получено около 600 кадров. Результат измерения термдеформаций объекта 2 представлен на рис. 7а. Изменение

СКО, измеренное PulsESPI System, представлено в табл. 1 и составляет 28 мкм. Видно, что верхняя и нижняя части рефлектора деформировались в сторону наблюдения, а правая часть – в противоположном направлении. Аналогичные измерения выполнены с помощью лазерного радара, их результаты представлены на рис. 7б, изменение СКО составило 90 мкм (см. табл. 1).

На картах деформаций имеются неизмеренные места. Они соответствуют положениям датчиков температуры объекта и кабелей к ним. Датчики располагаются непосредственно на рабочей поверхности рефлектора. Кабели имеют большую подвижность при воздействии температуры. Эти участки поверхности перекрыты маской.

Измерения термдеформаций объекта 3 выполнялись при его охлаждении от нормальной температуры до $T_{\text{мин}}$. В рамках испытаний PulsESPI System измерения суммарно длились около 6 ч. Было получено около 1500 кадров. Измерения удалось выполнить лишь частично. В процессе охлаждения объекта на криозкраны вакуумной камеры порционно подавался жидкий азот, который охлаждал все три рефлектора в камере, в том числе и их оснастку. Операторы вакуумной камеры регулировали скорость подачи азота и его порции, тем самым контролируя скорость охлаждения по датчикам на поверхности объекта. Скорость охлаждения объекта поддерживалась на уровне $2^\circ\text{C}/\text{мин}$. При такой скорости охлаждения, особенно в моменты подачи азота, происходило скачкообразное изменение формы и размеров рефлекторов и их оснастки. Величина перемещения, деформаций и наклона измеряемой

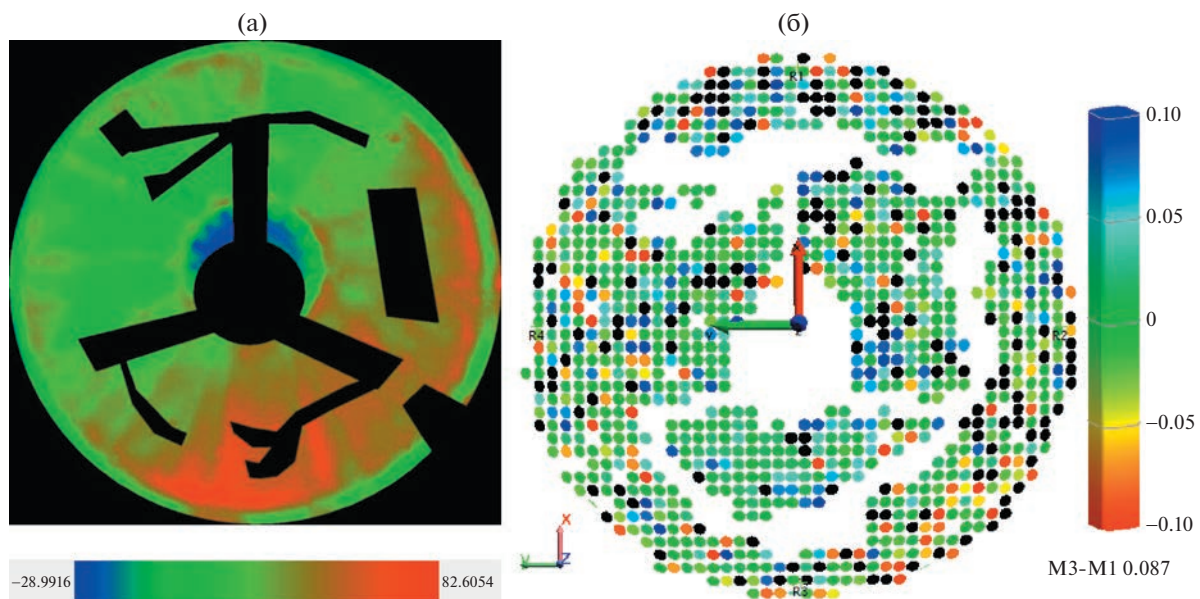


Рис. 7. Карта термдеформаций при осушении объекта 2: а – измерения с помощью PulsESPI System; б – измерения, выполненные лазерным радаром.

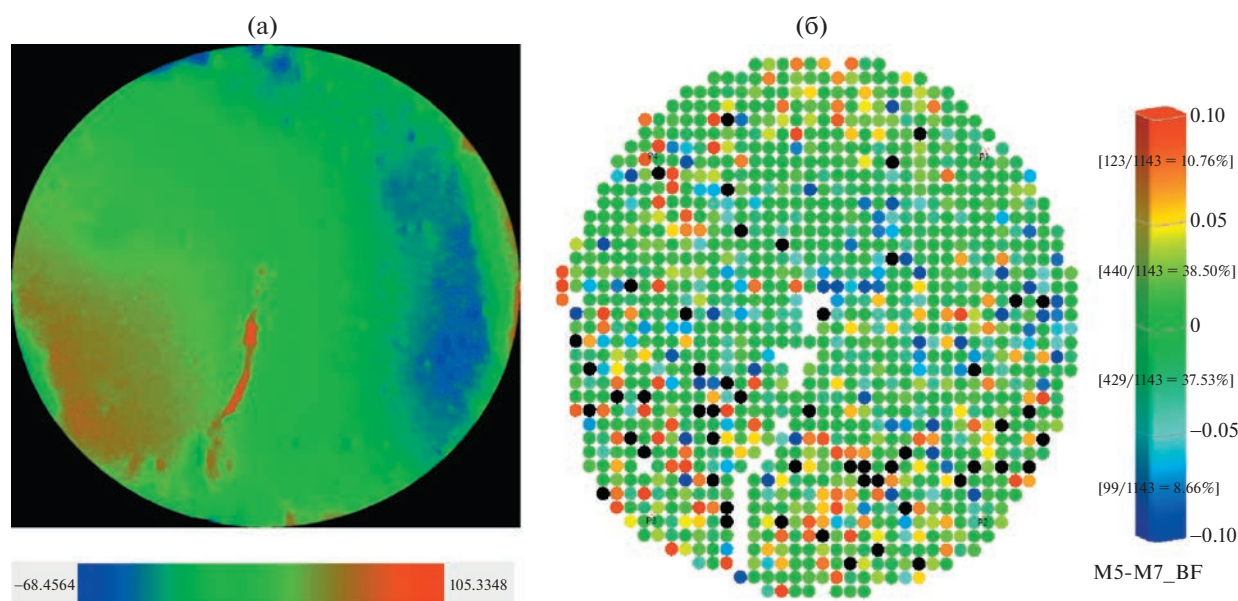


Рис. 8. Карта термодформаций при осушении объекта 3: **а** — измерения с помощью PulsESPI System; **б** — измерения, выполненные лазерным радаром.

поверхности объекта превышала 5 мкм, т.е. допустимый межкадровый диапазон измерений для PulsESPI system. При обработке таких данных возникали пропуски полос и, соответственно, значительно увеличилась погрешность измерений. Таких кадров было зарегистрировано более 1000.

Большой объем (порядка 2/3 кадров) недостоверных данных не позволяет получить сведения о величине деформации за измеряемый период. Поэтому измерения были продолжены при нагревании термовакуумной камеры, а соответственно и выбранного для этого измерения объекта 3 от $T_{\text{мин}}$ до нормальной температуры. Нагревание объектов внутри вакуумной камеры суммарно длилось больше 12 ч. Было получено около 3300 кадров. Измерения также удалось выполнить только частично, при этом было потеряно не более 1/3 кадров. Результат измерения термодформаций объекта 3 приведен на рис. 8а. Согласно рисунку, левая нижняя часть рефлектора деформировалась в сторону PulsESPI System, а правая верхняя часть — в направлении от нее. Аналогичные измерения выполнены с помощью лазерного радара АО «ИСС», их результаты показаны на рис. 8б. При измерениях лазерным радаром в середине нижней части объекта виден неизмеренный участок — место расположения датчика температуры и кабеля к нему. При обработке измерений использованы два подхода: с закрытием датчика маской и без закрытия. Установлено, что без маскирования удалось получить заметно больше корректных измерений. При этом, используя полученную величину деформаций, необходимо не учитывать значения из этой области.

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ

После завершения всех испытаний необходимо было оценить величину суммарной погрешности измерений. Часть измерений выполнена при низком уровне шума (объект 1, 2) и небольшом перемещении/деформации между кадрами, несмотря на постоянную работу создающего помехи оборудования вакуумной камеры. Измерения же объекта 3 выполнены при повышенном уровне шума и высокой скорости перемещения/деформации между кадрами. Это в большей степени связано с работой насосов подачи жидкого азота и собственно с влиянием самого азота. Вследствие этого возникали ошибки в расшифровке полос.

Другим потенциальным источником погрешности может быть нестабильность длины волны лазера. Изменение длины волны лазера в данной системе составляет около 4 пм, что не вносит существенного вклада в ошибку.

Ошибка, связанная с пропуском полосы, вносит вклад в погрешность измерений, равный расстоянию между полосами ($\lambda/2 = 0.347$ мкм). На рис. 9а представлена одна из интерференционных картин объекта 3. Визуально она имеет участки с высоким уровнем шума, хотя полосы внешне хорошо различимы. На изображении можно видеть 15 полос, что при расстоянии между полосами 0.347 мкм дает деформацию/перемещение около 5 мкм. Таким образом, изображение получено на границе диапазона измерения между кадрами и имеет высокий уровень шума. При таких условиях обработка может быть выполнена с

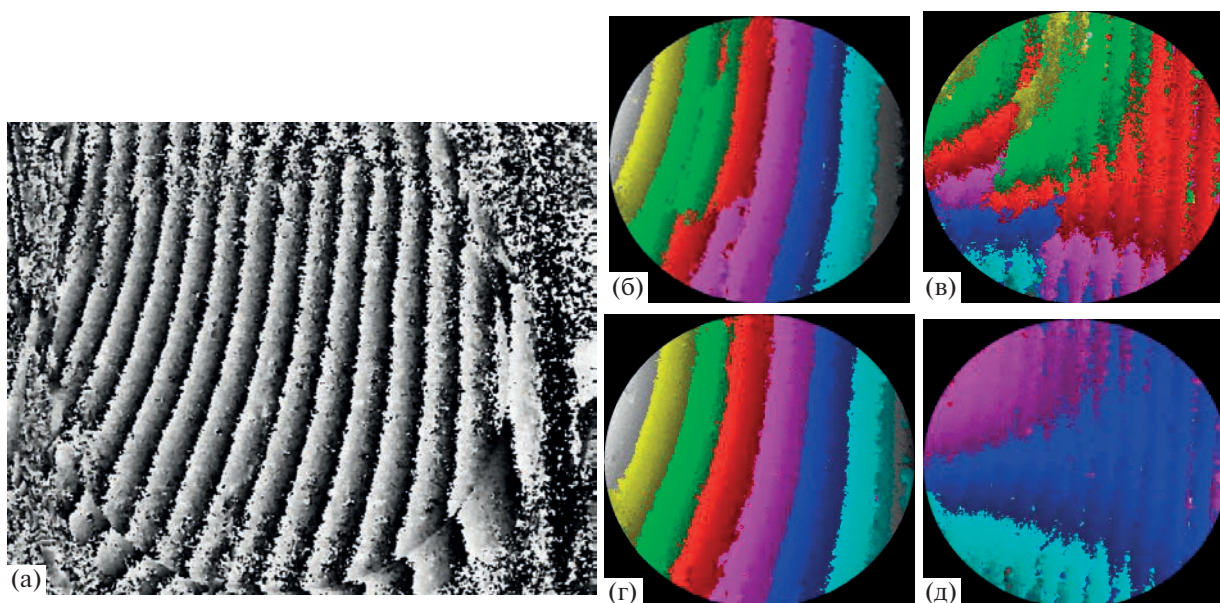


Рис. 9. Обработка интерференционной картины с разным уровнем надежности обнаружения полос: **а** — исходное изображение; **б** — некорректно обработанное изображение со средним уровнем надежности обнаружения полос; **в** — изображение (б) за вычетом перемещения объекта как твердого целого; **г** — корректно обработанное изображение с высоким уровнем надежности обнаружения полос; **д** — изображение (г) за вычетом перемещения объекта как твердого целого.

ошибками. Например, показанная на рис. 9б исходная интерференционная картина обработана при среднем уровне надежности обнаружения полос. В центральной части изображения виден пропуск полосы. Из-за этого на рис. 9в, который является изображением 9б с вычитанием перемещения объекта как твердого целого, можно наблюдать смешанную карту деформаций. Для сравнения на рис. 9г показана обработка изобра-

жений при высоком уровне надежности обнаружения полос. В этом случае на рис. 9д (после вычитания перемещения объекта как твердого целого) видно, что полосы идут гладко, не наблюдается разрывов в карте деформаций.

Издержки обработки отображаются на графиках (рис. 10) в виде скачка в точке пропуска полосы. На графиках показаны срезы, соответствующие изображениям на рис. 9в, 9д. Под срезом по-



Рис. 10. Срезы изображений на рис. 9в (сплошная линия) и 9д (пунктирная).

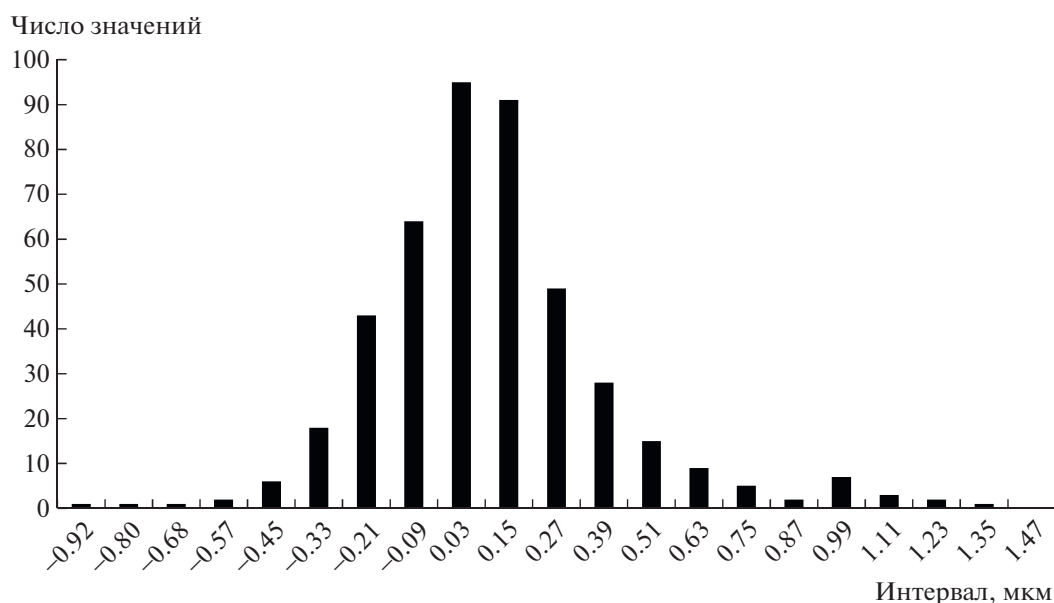


Рис. 11. Распределение вероятности ошибок единичных измерений.

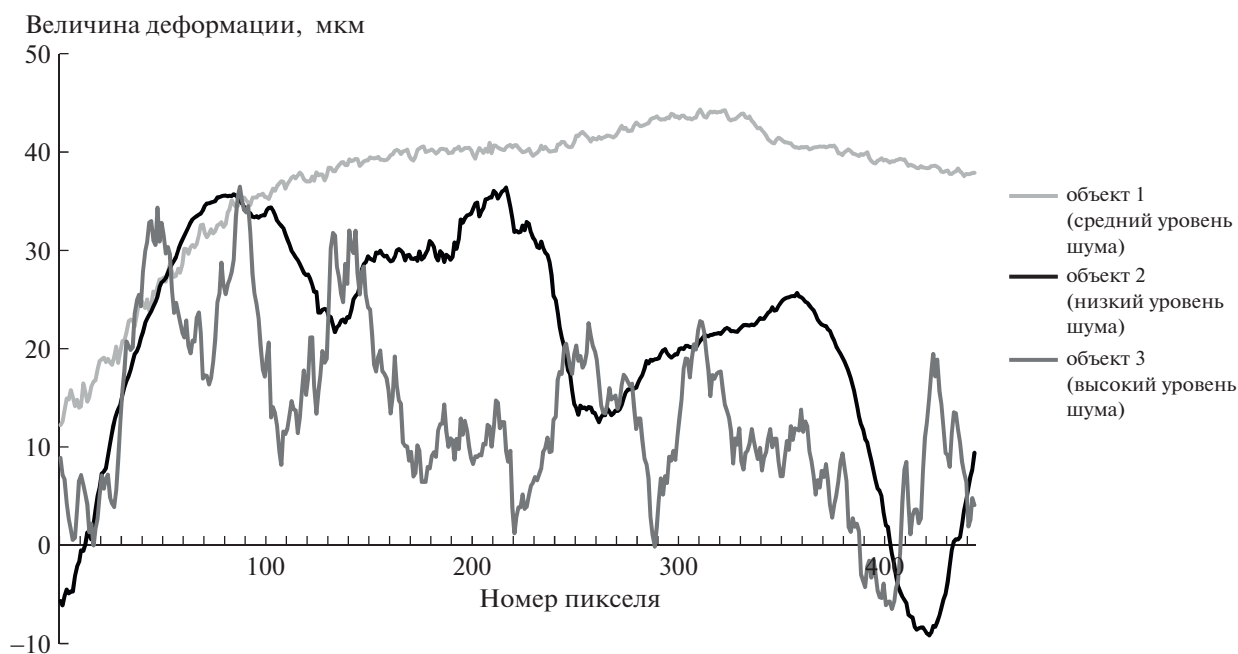


Рис. 12. Срезы изображений для всех трех объектов, выбранные из центральных частей карт деформаций: 1 — объект 1 со средним уровнем шума; 2 — объект 2 с низким уровнем шума; 3 — объект 3 с высоким уровнем шума.

нимается строка значений, взятая с карты деформаций. В данном случае срезы взяты по строке № 540. На графиках по оси X отмечен номер пикселя, а по оси Y — значение деформации в микронах. Видно, что при корректной обработке кривая деформации идет плавно, без видимых

разрывов. При пропуске полосы виден скачок деформации в районе пикселя № 230.

По этой причине после выполнения измерений необходимо все полученные результаты проверить на предмет пропуска полос. Автоматический подход для определения ошибок подобного

Таблица 2. Уровень шума по срезам в разных местах изображений

Объект 1	Строчка 136 0.8 мкм	Строчка 500 0.32 мкм	Строчка 850 0.53
Объект 2	Строчка 150 0.55 мкм	Строчка 450 0.83 мкм	Строчка 900 0.54 мкм
Объект 3	Строчка 150 1.32 мкм	Строчка 450 0.8 мкм	Строчка 850 1.52 мкм

рода находится в процессе разработки и пока не дает стабильных результатов.

После исключения кадров, описанных выше, была проведена оценка суммарной погрешности измерений. PulsESPI system, работающая на основе метода спекл-интерферометрии, предполагает многократное измерение деформаций объекта. Процесс деформации достаточно длительный. Регистрируется несколько тысяч кадров. В процессе измерений происходит изменение внешних условий (температуры, давления, влажности воздуха) на пути луча, а также изменение температуры иллюминатора и расширение основания, на котором стоит оптическая система. PulsESPI system, выполняя цикл обработки, вносит свой вклад в ошибку из-за несовершенства преобразования интерференционной картины в карту деформаций и шумов на изображении. В результате в каждом пикселе изображения объекта осуществляется сложение измеренных небольших или почти нулевых деформаций (десятки нанометров):

$$D_s = \sum_{i=1}^N d_i, \quad (2)$$

где N — число измерений, d_i — деформация в каждом пикселе изображения объекта.

При этом также в каждом кадре производится вычитание смещения объекта как твердого целого. Учтем, что у прибора имеется некоторая инструментальная погрешность единичного измерения — δd . Поскольку распределение ошибок единичных измерений является нормальным (рис. 11), суммарная погрешность всего измерения может быть вычислена по следующей формуле:

$$\delta D = \delta d \sqrt{N}. \quad (3)$$

Для расчета погрешности измерений необходимо вычислить погрешность единичного измерения δd . Ее величину можно оценить по полученным картам деформаций (см. рис. 6а, 7а, 8а). На суммарной картине деформаций были взяты срезы со всех трех объектов измерения. При этом выбирались следующие области: объект 1 со средним уровнем шума, объект 2 с низким уровнем шума, объект 3 с высоким уровнем шума. Все срезы представлены на рис. 12.

По срезу можно оценить уровень шума на карте деформаций между пикселями (соседними точками измерений), взяв разницу значений деформации в срезе и бегущего среднего значения по срезам всех изображений. СКО этих разностей приведены в табл. 2, а распределение вероятности — на рис. 11.

Видно, что для объекта 1 разброс суммарных деформаций составил 0.3 мкм на визуально гладких участках и 0.8 мкм на визуально шумных участках. Количество кадров при этом составило 788. У объекта 3 эти значения выше: от 0.8 до 1.5 мкм, но при этом количество кадров значительно больше.

Величина уровня шума (см. табл. 2) принимается за итоговую погрешность δD для каждого объекта. Тогда погрешность единичного измерения можно вычислить по следующей формуле:

$$\delta D = \delta d / \sqrt{N}. \quad (4)$$

Таким образом, в процессе испытаний погрешность единичных измерений для всех объектов составила от 0.018 до 0.025 мкм, что соответствует примерно 1/10 интерференционной полосы (типичная ошибка для большинства полевых интерферометров). Подставляя это значение в формулу (2), вычисляем суммарную погрешность, полученную при испытаниях. Так, для объектов 1, 2, 3 она составила 0.7, 0.64, 1.11 мкм соответственно при количестве измерений 800, 600 и 2000 соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авторами данной работы успешно адаптирована система измерения термдеформаций поверхностей PulsESPI System для измерения термдеформаций рефлекторов космических аппаратов на базе термовакuumных камер. Она работает на основе метода спекл-интерферометрии. Для ее надежной и безопасной работы, а также защиты работающего рядом персонала дополнительно используются: защитный кожух, защищающий от излучения мощного импульсного лазера, датчиковая аппаратура и устройство поддержания задаваемых параметров стабильных климатических условий для элементов PulsESPI System. Состояние измеряемого объекта отслеживается с помощью устройства измерения виброперемещений PDV-100, Polytec. Вся получаемая информация надежно хранится в информационной системе.

PulsESPI system для использования в таких измерениях аттестована совместно с Западно-Сибирским филиалом ФГУП «ВНИИФТРИ» и внесена в Росреестр СИ.

PulsESPI System позволяет измерять деформацию объектов произвольной формы, в том числе

плоской, параболической, гиперболической и др. Диаметр контролируемых объектов может достигать 1.5 м. Измерения могут выполняться на всех этапах термоциклирования: сушка, нагревание, охлаждение. Измерения на первых двух этапах выполнены успешно, особенностей выявлено не было. При охлаждении же значительная часть измерений была потеряна из-за высокой скорости перемещения/деформации объекта. Измерения объекта 3 выполнены при нагревании из охлажденного состояния.

Результаты измерений рефлекторов методом спекл-интерферометрии с использованием термовакуумных камер в России получены впервые и являются основой для дальнейших исследований и разработки подхода к измерению рефлекторов при больших скоростях охлаждения.

На основании полученных карт деформаций проведена оценка погрешности измерений. Оценена межкадровая погрешность в условиях работы с термовакуумной камерой, которая составила 1/10 интерференционной полосы. Суммарная же погрешность измерений не превышает 1 мкм при обработке до 2000 кадров. По сравнению с используемым в данный момент методом лазерной дальнометрии метод спекл-интерферометрии позволил уменьшить погрешность измерений в 100 раз — со 100 мм до 1 мкм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Космическая обсерватория Миллиметрон [Электронный ресурс]. URL: <https://www.millimetron.ru/osnovnye-parametry/antenna> (дата обращения: 23.11.2021).
2. Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Туев М.В. // Автометрия. 2013. Т. 49. № 3. С. 111.
3. Бакут П.А., Кузнецов М.В., Польских С.Д., Свиридов К.Н., Хомич Н.Ю. Патент № 2036491 РФ // Опубл. 27.05.1995. Бюл. № 15.
4. Максutow Д.Д. Изготовление и исследование астрономической оптики. М.: Наука, 1984.
5. Вокулер Ж., Тексеро Ж. Фотографирование небесных тел (для любителей астрономии). М.: Наука, 1967.
6. Mast A.W. // IEEE Aerospace Conference Proceedings. 2010. Art. № 5446958. <https://doi.org/10.1109/AERO.2010.5446958>
7. Yan Xu, Fu-ling Guan // Acta Astronautica. 2012. V. 76. P. 13. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2012.02.005>
8. Калинин А.В. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 5 (3). С. 175.
9. Baars J.W.M., Lucas R., Magnum J.G., Lopez-Perez J.A. // IEEE Antennas and propagation. 2007. V. 49. № 5. P. 399. <https://doi.org/10.1109/MAP.2007.4395293>
10. Вечтомов В.А., Голубцов М.Е., Можаров Э.О. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2012. Спец. вып. № 7 “Радиооптические технологии в приборостроении”. С. 303.
11. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980.
12. Pedrini G., Pfister B., Tiziani H. // Journal of Modern Optics. 1993. V. 40. № 1. P. 89. <https://doi.org/10.1080/09500349314550111>
13. Nösekabel E.H., Ernst T., Haefker W. // 18th International Congress on Photonics in Europe. Munich, Germany. Proc. SPIE. 2007. V. 6616. P. 18. <https://doi.org/10.1117/12.726053>
14. Pfeiffer E., Ernst T., Ihle A. // 3rd European Conference on Antennas and Propagation, Berlin, Germany. 2009. P. 745
15. Pedrini G., Tiziani H.J. // Applied optics. 1994. V. 33. № 34. P. 7857. <https://doi.org/10.1364/AO.33.007857>
16. Zavyalov P.S., Kravchenko M.S., Urzhumov V.V., Kuklin V.A., Mikhalkin V.M. // Siberian journal of science and technology. 2019. V. 20. № 2. P. 210. <https://doi.org/10.31772/2587-6066-2019-20-2-210-218>
17. Завьялов П.С., Кравченко М.С., Уржумов В.В., Кузлин В.А., Михалкин В.М. // Решетневские чтения: материалы XVIII Междунар. науч. конф. (11–14 ноября 2011, Красноярск) В 3 ч. / Под общ. ред. Ю.Ю. Логинова. Красноярск: Сиб. гос. аэрокосмич. ун-т, 2014. Т. 1. № 18. С. 82.
18. Росстандарт [Электронный ресурс]. URL: <https://fgis.gost.ru/fundmetrology/registry/4/items/1387412> (дата обращения: 23.11.2021).

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.07

ПРЕЦИЗИОННАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СВЕРХСЛАБОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ БИОКУЛЬТУР

© 2023 г. Н. В. Дунин^а, В. Б. Дунин^а, С. А. Савинов^а, А. С. Рыбаков^а,
С. Н. Майбуров^а, А. Н. Багдинова^{а,*}, Е. И. Демихов^а

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинский просп., 53

*e-mail: anna.bagdinova@gmail.com

Поступила в редакцию 06.05.2022 г.

После доработки 01.06.2022 г.

Принята к публикации 08.07.2022 г.

Разработана и изготовлена аппаратура для регистрации сверхслабого оптического излучения от биокультур. Создан малогабаритный блок регистрации оптического излучения в режиме счета фотонов на основе чувствительных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) со схемой дифференциального дискриминатора в каждом канале ФЭУ. Созданная четырехканальная система детекторов предназначена для регистрации и обработки электромагнитных колебаний, генерируемых микроорганизмами в активной и покоящихся фазах. Изучены характеристики излучения, испускаемого биокulturой сахаромикет *boulardii*.

DOI: 10.31857/S003281622206012X, EDN: JPDFQP

ВВЕДЕНИЕ

Сверхслабое оптическое излучение характеризуется низкой интенсивностью и временной структурой узких вспышек света. При детектировании данного излучения с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) существует проблема сепарации одноэлектронного полезного сигнала (импульс с шириной около 2–3 нс) от одноэлектронного сигнала темнового тока ФЭУ.

При использовании ФЭУ полезный сигнал от слабого оптического излучения является именно тем коротким и узким импульсом, который образуется при прохождении одноэлектронного заряда через ФЭУ. Существует проблема выделения полезного сигнала на фоне темнового тока ФЭУ и космического излучения. Причинами возникновения темнового тока могут быть: термоэмиссии от фотокатода и динодов; токи утечки (омическая утечка) между анодом и другими электродами внутри ФЭУ; фототок, создаваемый сцинтилляциями в стеклянной оболочке; автоэмиссионный ток; ток ионизации остаточных газов (ионная обратная связь). Также необходимо отделять одноэлектронные сигналы на фоне шумовых сигналов.

В данной статье описано устройство детекторной системы, осуществляющей селекцию одноэлектронных импульсов. Наличие встроенной схемы селекции на основе дифференциальных дискриминаторов позволяет отделять одноэлектронные импульсы от импульсов с большой ам-

плитудой и обеспечивает наличие энергетического окна для каждого из четырех каналов детекторной системы. Каждый из четырех ФЭУ может работать как в режиме детектирования, так и в режиме антисовпадения. Система характеризуется низким энергопотреблением (менее 4 Вт), широкой апертурой и полосой пропускания 4000 мГц.

ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРНОЙ СИСТЕМЫ

Наиболее важными элементами созданной системы детекторов являются блоки детекторов фотонов. Блок детекторов фотонов включает в себя два одинаковых ФЭУ 9114В производства компании ET Enterprises с диаметром фотокатода 22 мм и полусферической формой катода. Выбор ФЭУ обусловлен оптимальным сочетанием максимально возможной входной апертуры (2π), рекордно низкими шумовыми характеристиками, относительно высоким быстродействием, что позволяет использовать ФЭУ 9114В для регистрации слабых сигналов био- и хемилюминесценции в режиме счета фотонов. Аналоговые импульсы тока на выходе обоих ФЭУ поступают на усилители-дискриминаторы, где преобразуются в ТТЛ-сигналы: логический ноль — от 0 до 0.3 В; логическая единица — от 2.5 до 3.3 В. Данное преобразование реализовано на базе двух микросхем: AD8014 и MAX9142 (Analog Devices и MAXIM). Микросхема AD8014 является быстродействующим операционным усилителем (ширина полосы

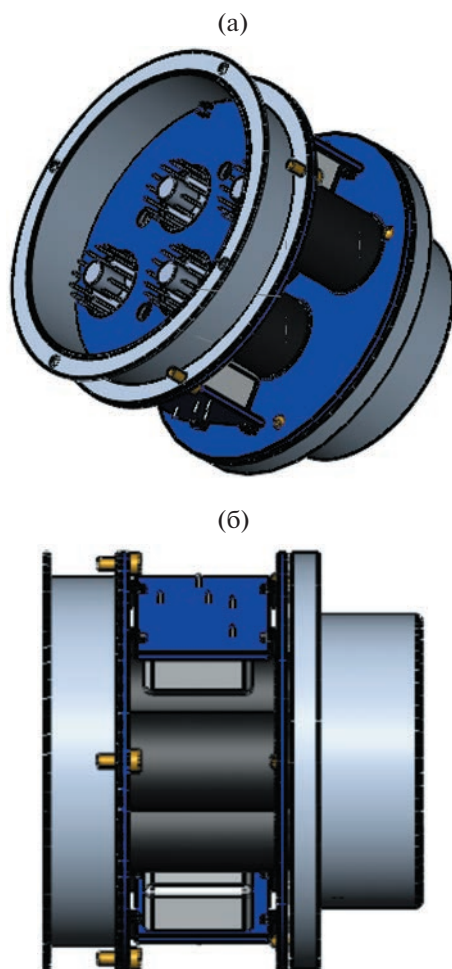


Рис. 1. Общий вид в проекции (а) и сечение (б) системы детекторов.

по уровню -3 дБ составляет 400 МГц, скорость нарастания фронта 4 кВ/мкс с низким энергопотреблением ($I_{\max} = 1.15$ мА при $U_{\text{пит}} = 5$ В). Микросхема MAX9142 представляет собой быстродействующий и энергоэффективный компаратор напряжения (время задержки ~ 7 нс, ток потребления ~ 3.3 мА при $U_{\text{пит}} = 5$ В). Получаемые временные последовательности ТТЛ-импульсов от одноэлектронных детекторов оптических фотонов складываются и поступают на вход схемы антисовпадения.

Проекция общего вида системы представлена на рис. 1. Наличие четырех каналов, детектирующих слабое оптическое излучение, во-первых, увеличивает в четыре раза эффективную площадь сбора сигнала от изучаемой биокультуры и, во-вторых, позволяет продолжать нормальное функционирование системы детекторов при выходе из строя одного из ФЭУ, т.е. повышает надежность всего изделия. Расположены ФЭУ симметрично относительно центральной оси изделия, максимально близко друг к другу, так чтобы входные

окна были направлены непосредственно на биореактор.

Стоит отметить, что наличие четырех ФЭУ связано исключительно с повышением надежности системы детекторов (за счет дублирования элементов). Резервирующий блок детекторов представляет собой два независимых ФЭУ.

ШУМОВЫЕ ОТСЧЕТЫ

Ключевым моментом, определяющим возможность разрабатываемой системы детекторов сверхслабого излучения достоверно регистрировать генерируемые микроорганизмами электромагнитные колебания, является интенсивность потока оптических фотонов, достигающих входного окна ФЭУ. Считается, что для корректных измерений величина регистрируемого сигнала должна быть как минимум равна среднему значению шума. В случае ФЭУ, работающего в режиме счета фотонов, оба вышеуказанных параметра логично описывать количеством импульсов тока в единицу времени.

Частота шумовых отсчетов ФЭУ может меняться в широких пределах в зависимости от внешних условий. Следует отметить, что значение уровня темновых шумов, указанное в паспорте на ФЭУ, не определяет реальное количество шумовых импульсов. Это связано с тем, что в системе детекторов реализована схема селекции большей части темновых отсчетов, обусловленных термоэмиссией электронов с фотокатода и динодов, путем выставления соответствующего порога срабатывания дискриминатора. Кроме того, паспортное значение уровня шума является типичным для данной серии ФЭУ, тогда как в системе детекторов сверхслабого излучения использованы специально отобранные ФЭУ со значением темнового шума, в несколько раз меньшим типичного.

В связи с этим реальная частота шумовых отсчетов будет определяться процессами черенковского излучения и/или генерации сцинтилляций непосредственно в стеклянной колбе ФЭУ ввиду наличия радиационного фона. Так, на Земле существует естественный радиационный фон, преимущественно формируемый излучением рассеянными в природе радионуклидами, содержащимися в земной коре, приземном воздухе, почве, воде, растениях, в организмах животных и человека, и лишь около 15% приходится на космические частицы (электроны, нейтроны, мезоны и пр.) и высокоэнергетичные γ -кванты. Изготовленная система детекторов сверхслабого излучения продемонстрировала уровень шума порядка 30–50 импульсов в секунду.

Для исключения влияния эффекта взаимодействия оптических фотонов с ФЭУ (рис. 2) измере-

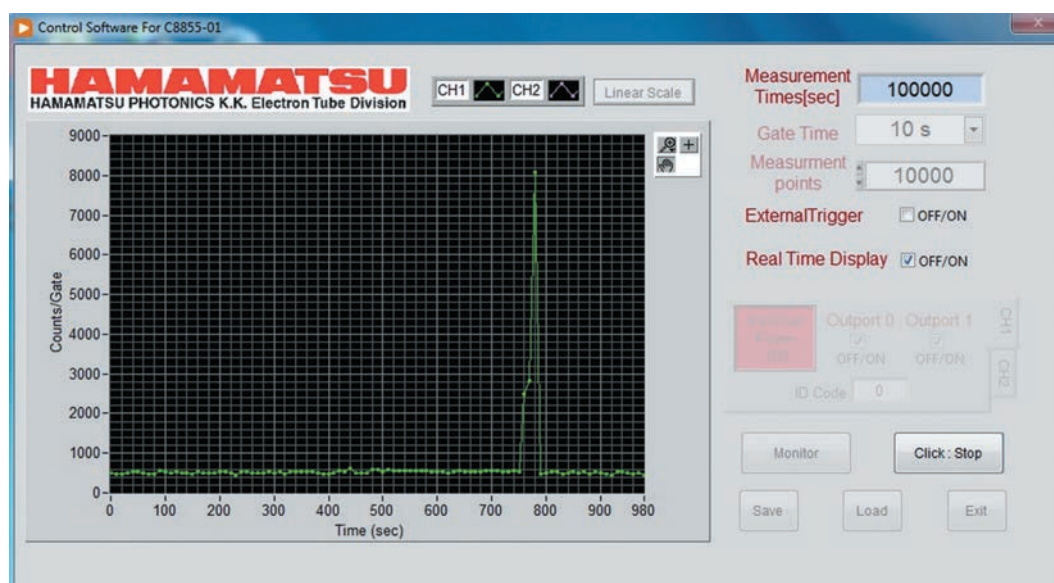


Рис. 2. Эффект взаимодействия оптических фотонов с ФЭУ, регистрируемый программным обеспечением блока счета фотонов Hamamatsu C8855-01.

ния проводились в затемненном помещении без источников света с использованием светонепроницаемых чехлов. При измерениях использовался ФЭУ без сцинтиллятора, также к лицевой стороне ФЭУ был приложен лист черной бумаги. Подача высокого напряжения выполнена по схеме заземленного катода.

Стандартное подключение фотокатода осуществляется на отрицательном потенциале, что приводит к некоторым сложностям при включении четырех ФЭУ, так как требуется изоляция каждого канала друг от друга. Во избежание указанной проблемы мы выбрали схему с заземленным фотокатодом, когда все фотокатоды находятся под одним потенциалом. Для изучения шумовых свойств схемы и работы ФЭУ в этом режиме был создан прототип, с помощью которого выполнены измерения шумовых характеристик и возможного взаимодействия космических мюонов с входным окном ФЭУ. Мы использовали ФЭУ Hamamatsu R1847-06 и осциллограф LeCroy WaveJet 314, 100 МГц – 1 Гигасэмпл/с.

Осциллограмма собственного шума детектора представлена на рис. 3. Уровень собственного шума детектора составляет 400 мкВ при загрузке ≈ 173 кГц.

На рис. 4 приведена осциллограмма одноэлектронного импульса, амплитуда которого составляет ≈ 2 мВ при загрузке от 940 мГц до 2.45 Гц.

На рис. 5 представлена осциллограмма двухэлектронного импульса с амплитудой ≈ 6 мВ при загрузке ≈ 1 Гц.

Осциллограмма трехэлектронного импульса представлена на рис. 6, его амплитуда изменяется в диапазоне 6–10 мВ при загрузке < 1 Гц.

На рис. 7 представлена осциллограмма импульса от космического излучения с амплитудой от 9 до 10 мВ при загрузке < 1 Гц.

ПРИМЕНЕНИЕ СХЕМЫ АНТИСОВПАДЕНИЙ

Схема антисовпадений предназначена для проведения корректировки измерений низкоинтенсивного оптического сигнала от изучаемого объекта. Временная диаграмма работы схемы антисовпадений для разных случаев представлена на рис. 8. Выходной сигнал схемы антисовпадений повторяет последовательность ТТЛ-импульсов от блока детекторов оптического излучения, кроме тех моментов времени, когда от блока детекторов оптического излучения приходит логическая “1”. В этом случае сигнал на выходе схемы антисовпадений будет соответствовать логическому “0”. Укороченные импульсы учитываются системой подсчета, если их длительность ≥ 10 нс.

В описываемой системе схема совпадений реализована на микросхеме HCPL0600, которая представляет собой AlGaAs-светодиод, оптически соединенный с высокоскоростным логическим вентилем интегрированного фотодетектора со стробируемым выходом. Таким образом достигается оптическая изоляция логических информационных сигналов для регистрации и записи во внешние устройства. К достоинствам данной микросхемы можно отнести наличие внутренне-



Рис. 3. Осциллограмма собственного шума детектора.

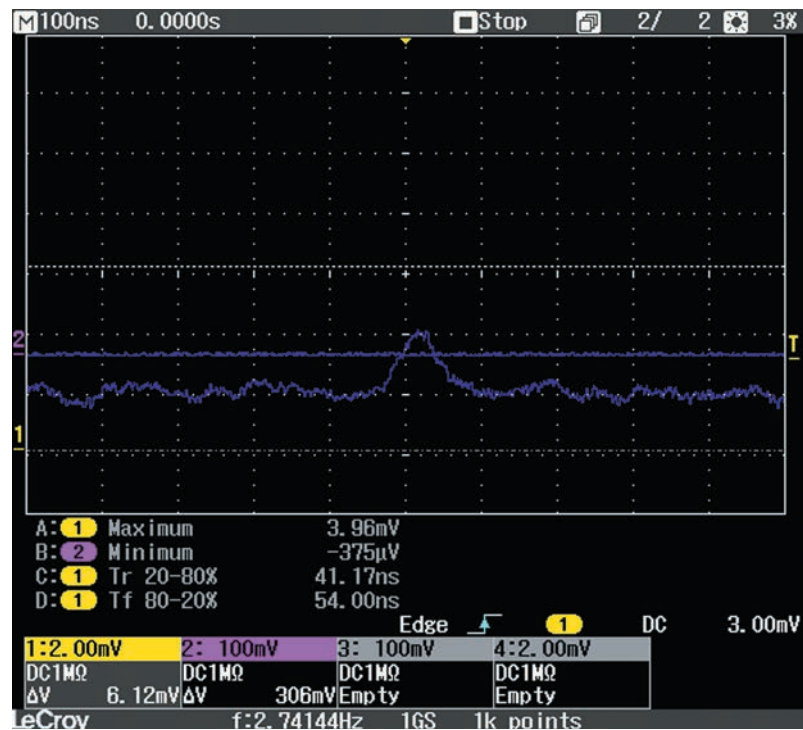


Рис. 4. Осциллограмма одноэлектронного импульса.

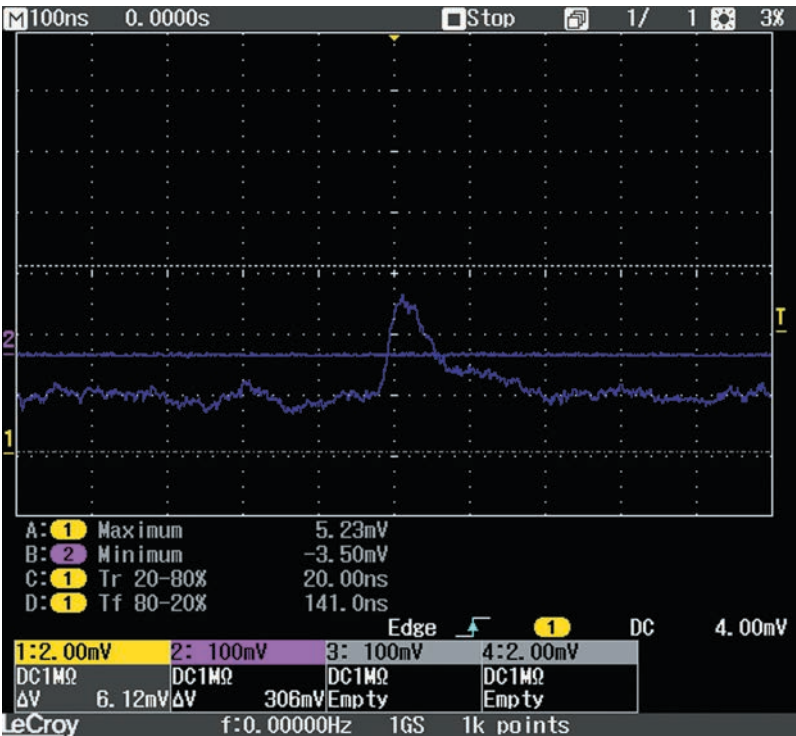


Рис. 5. Осциллограмма двухэлектронного импульса.



Рис. 6. Осциллограмма трехэлектронного импульса.



Рис. 7. Осциллограмма импульса от космического излучения.

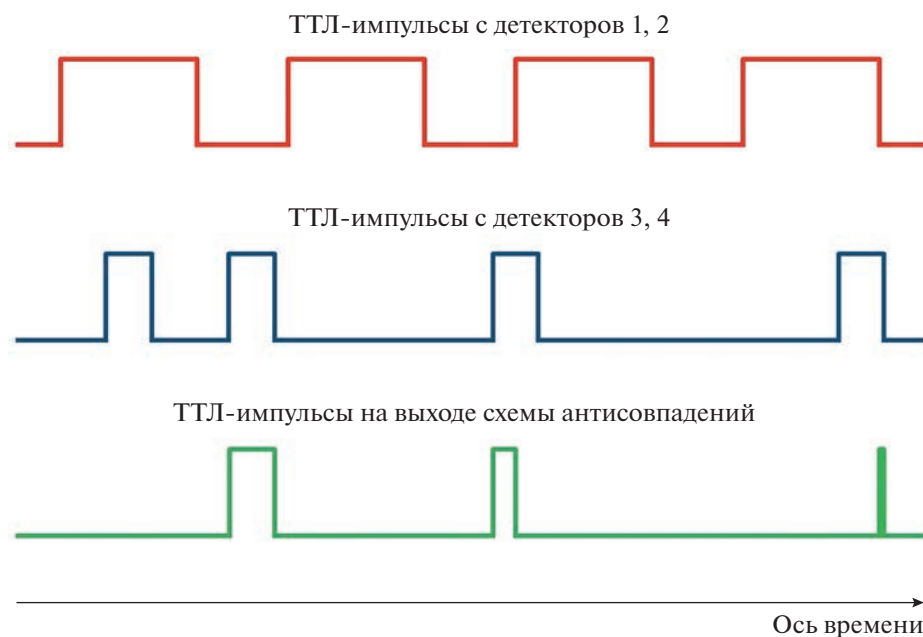


Рис. 8. Временная диаграмма сигналов для схемы антисовпадений.

го шумозащитного экрана, обеспечивающего подавление синфазных помех. Питание ФЭУ одноэлектронных детекторов оптических фотонов обеспечивают два регулируемых высоковольтных преобразователя С10 (Emco High Voltage), распо-

ложенные каждый на своей печатной плате. Один из них выдает напряжение для блока одноэлектронных детекторов оптических фотонов, другой — для резервного блока детекторов. Такая схема подключения позволяет независимо управлять



Рис. 9. Экспериментальный тестовый стенд на основе модуля счета фотонов и детектора оптического излучения.

режимами работы ФЭУ как одноэлектронных детекторов оптических фотонов, так и резервного блока. Снижение влияния шумовых импульсов обеспечивается уменьшением рабочего напряжения ФЭУ, понижением рабочей температуры, очищением ФЭУ и печатной платы.

Для решения задачи по снижению влияния шумовых импульсов была разработана печатная плата, работающая при пониженном напряжении. В качестве материала использовался фторопласт, который является более резистивным материалом, чем стеклотекстолит. Применена микросхема предусилителя с собственными входными

токами на уровне пикоампер. Наличие охлаждения способствовало уменьшению тепловых шумов. Высокочастотная электронная схема детектора способна регистрировать один фотоэлектрон, порождающий импульс в 2–3 нс.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ БИОКУЛЬТУРЫ

Цель эксперимента заключалась в измерении частоты следования TTL-импульсов на выходе детектора, находящегося в полной темноте, и сравнении полученных данных с результатами измерения частоты импульсов, возникающих при митогенетическом свечении биокультур. Экспериментальный стенд, изображенный на рис. 9, включал в себя следующее оборудование: лабораторный источник питания, частотомер, осциллограф, нагревательную плиту, модуль счета фотонов и детекторную аппаратуру на основе ФЭУ.

Было проведено два эксперимента по измерению люминесценции нагретых образцов биокультур *Saccharomycetales boulardii*. Эксперименты показали хорошую воспроизводимость пиков эмиссий дрожжей и высокое отношение уровня сигнал/шум.

Так, собственный темновой сигнал ФЭУ был равен 300–350 импульсов за 10 с (рис. 10), в то время как сигнал от биокультуры – 18000–19000 импульсов за 10 с в период активного деления (рис. 11). Каждый одиночный дискрет графика представляет собой количество зарегистрированных фотонов за 10 с. По оси *X* отложено время в секундах, по оси *Y* – количество зарегистрированных фотонов/TTL-импульсов.

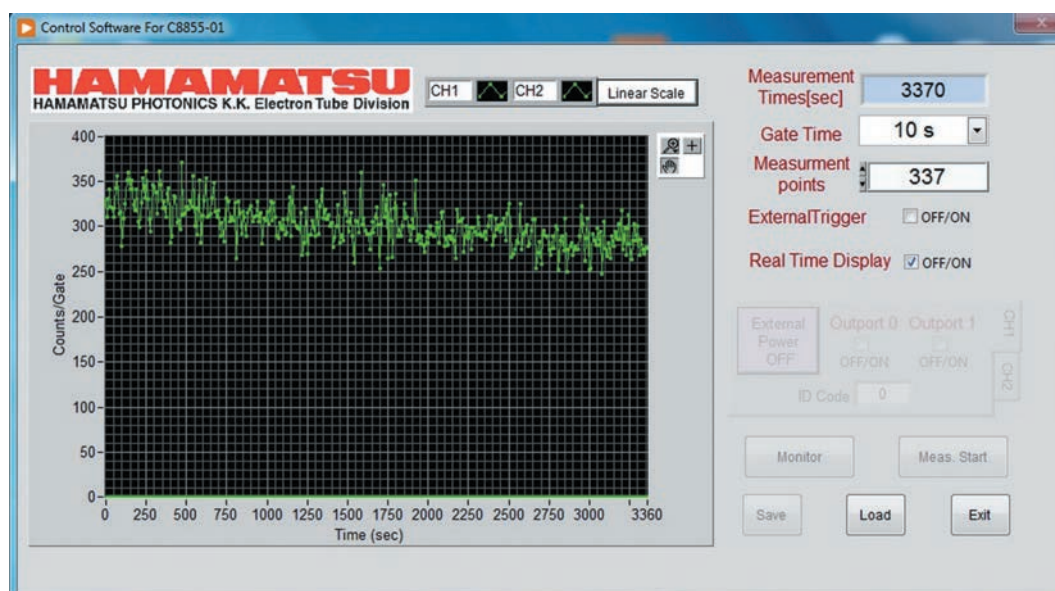


Рис. 10. Темновой ток фотокатода в детекторе оптического излучения.

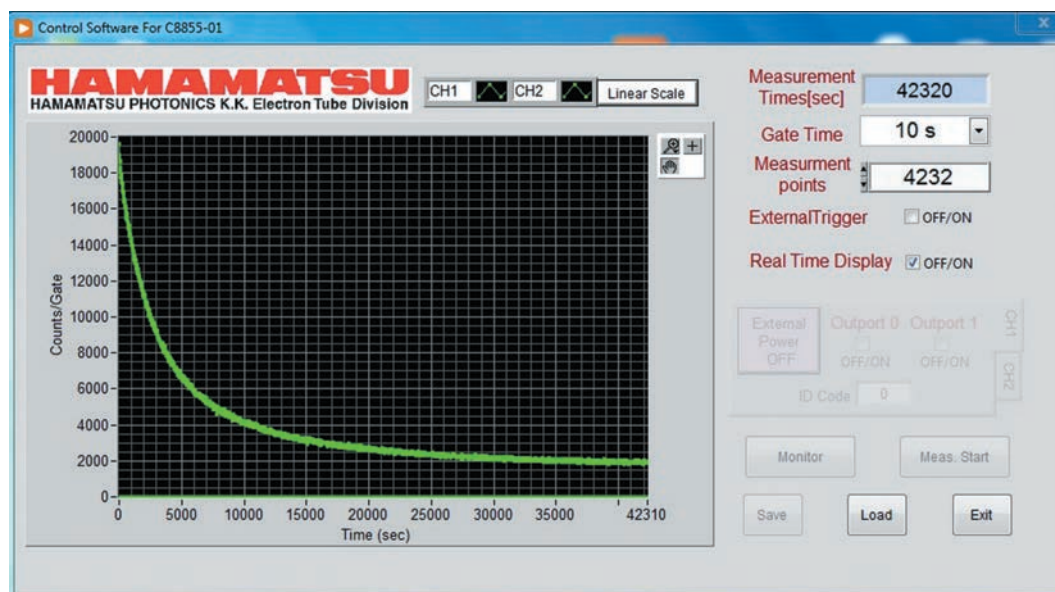


Рис. 11. Убывающее значение люминесценции предварительно нагретых до 35°C сахаромидет в течение 12 ч.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что используемый ФЭУ работает в однофотодиодном режиме. Разработанная для него электронная схема селекции однофотодиодных импульсов позволяет выделить фотодиодные импульсы и отделить их как от темновых импульсов, так и от оптических импульсов с большой амплитудой.

На сегодняшний день вакуумные ФЭУ являются предпочтительным датчиком для приложений с повышенными механическими нагрузками. Полупрозрачный фотокатод, размещенный внутри входного окна, по своей сути, ограничивает достижимую квантовую эффективность (~25% при 420 нм для типичных ФЭУ). Коэффициент усиления $\sim 10^6$ достигается за счет высокого (менее 1 кВ) напряжения смещения. ФЭУ, как правило, являются малошумными и конструктивно более жесткими (из-за использования вакуумных трубок), что способствует их применению в устройствах с повышенными механическими нагрузками. Снижение влияния магнитных полей обеспечивается применением магнитных экранов на основе пермалоя.

Типичная интенсивность оптического излучения составляет от 1 до 10 фотонов/с с 1 мм² поверхности объекта. При этом основная энергия излучения сосредоточена в коротких (длительностью меньше 0.01 с) квазипериодических вспышках с частотой от 5 до 20 вспышек/мин. Созданный модуль представляет собой оригинальное схемотехническое решение и позволяет исследовать широкий класс биомолекул. Дальнейший интерес представляет изучение влияния высоких

магнитных полей на сигнал ФЭУ [1–5], в том числе на сверхслабое оптическое излучение. Кроме того, высокоточная система регистрации интересна для изучения спектров комбинационного рассеяния.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают признательность за финансовую поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований, научный проект № 19-29-10007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rybakov A., Bagdinov A., Demikhov E., Kostrov E., Lysenko V., Piskunov N., Tsyachnykh Y. // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2016. V. 26. № 4. Article Number 4400403. <https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2517328>
2. Demikhov T., Kostrov E., Lysenko V., Demikhov E., Piskunov N. // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2012. V. 22. № 3. Article Number 9501004. <https://doi.org/10.1109/TASC.2011.2178994>
3. Demikhov E., Kostrov E., Lysenko V., Piskunov N., Troitskiy V. // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2010. V. 20. № 3. P. 612. <https://doi.org/10.1109/TASC.2010.2041592>
4. Bagdinov A., Demikhov E., Kostrov E., Lysenko V., Piskunov N., Rybakov A., Tsyachnykh Y. // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2018. V. 28. № 3. Article Number 4400704. <https://doi.org/10.1109/TASC.2017.2784402>
5. Kostrov E., Demikhov E., Bagdinov A., Demikhov T., Lysenko V., Tsyachnykh Y. // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2016. V. 26. № 4. Article Number 0601305. <https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2522821>

СТЕНД “МИКРОСКОП” ДЛЯ ПОВЕРКИ МИКРОВОЛНОВЫХ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

© 2023 г. Е. В. Ботов^а, В. Н. Иконников^{а,*}, Н. С. Корнев^а, Е. С. Митин^а,
А. В. Назаров^а, А. А. Седов^а, Д. А. Трегубенко^а

^аРФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики

Россия, 607188, Саров, просп. Мира, 37

*e-mail: ikonnikov-vn@yandex.ru

Поступила в редакцию 11.05.2022 г.

После доработки 06.06.2022 г.

Принята к публикации 03.08.2022 г.

Описаны устройство и принцип действия стенда “Микроскоп” для определения погрешности измерения перемещений отражающей поверхности. Стенд создан на основе инструментального микроскопа БМИ-1, в качестве эталона сравнения в составе стенда используется стеклянная штриховая мера 2-го класса точности. Дана теоретическая оценка инструментальной погрешности измерения перемещений отражающей поверхности с помощью стенда. Приведены методика поверки микроволновых радиоинтерферометров при помощи разработанного стенда и результаты испытаний микроволнового радиоинтерферометра по представленной методике.

DOI: 10.31857/S0032816223010068, EDN: JRNVMO

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время микроволновые радиоинтерферометры активно внедряются как в отечественную [1], так и в зарубежную [2, 3] практику экспериментальных исследований быстропротекающих процессов. Использование микроволновой радиоинтерферометрии в экспериментах по исследованию процессов детонации, горения, метания позволяет получать информацию о движении объектов и газодинамических фронтов, а также о динамике конструкций в реальном времени с высокими пространственным и временным разрешениями, не оказывая при этом влияния на исследуемый процесс.

При решении большинства практических задач с помощью микроволновых радиоинтерферометров измеряются временные зависимости перемещения объектов в пределах 100 мм, причем технические характеристики прибора обеспечивают погрешность измерений не хуже ± 0.15 мм. Для подтверждения указанной погрешности необходимо устройство, воспроизводящее перемещение как минимум в 3–5 раз точнее.

Имеющийся опыт применения горизонтальных длиномеров зарубежного производства [4, 5] для испытаний микроволновых радиоинтерферометров, несмотря на высокую точность, выявил ряд их существенных недостатков. Помимо высокой стоимости данного оборудования, к ним также относятся невозможность автоматического

воспроизведения перемещения фиксированной величины и отсутствие синхронизации при регистрации результатов измерений. В РФЯЦ–ВНИИЭФ разработан стенд “Микроскоп”, предназначенный для определения погрешности измерения перемещения отражающей поверхности с погрешностью не более 3 мкм.

УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ СТЕНДА

Стенд “Микроскоп” создан на основе инструментального микроскопа БМИ-1. В основе измерительной части стенда лежит стеклянная штриховая мера 2-го класса точности [6]. Общий вид стенда показан на рис. 1.

На массивном основании 1, выполненном (для снижения вибрации) из толстого листа органического стекла, крепится микроскоп БМИ-1 (2). Подвижный рабочий стол 6 стенда имеет возможность смещаться на 150 мм. На рабочем столе закреплена опорная плита 7, на которой жестко зафиксированы образцовая штриховая мера 8 и отражатель 10. На упорах 4 установлен узел крепления 5 антенно-фидерной системы, на котором при испытаниях устанавливается облучатель диэлектрического зондирующего устройства радиоинтерферометра. С боковой стороны стенда закрепляется электромагнитный узел 11, удерживающий стол в начальном положении.

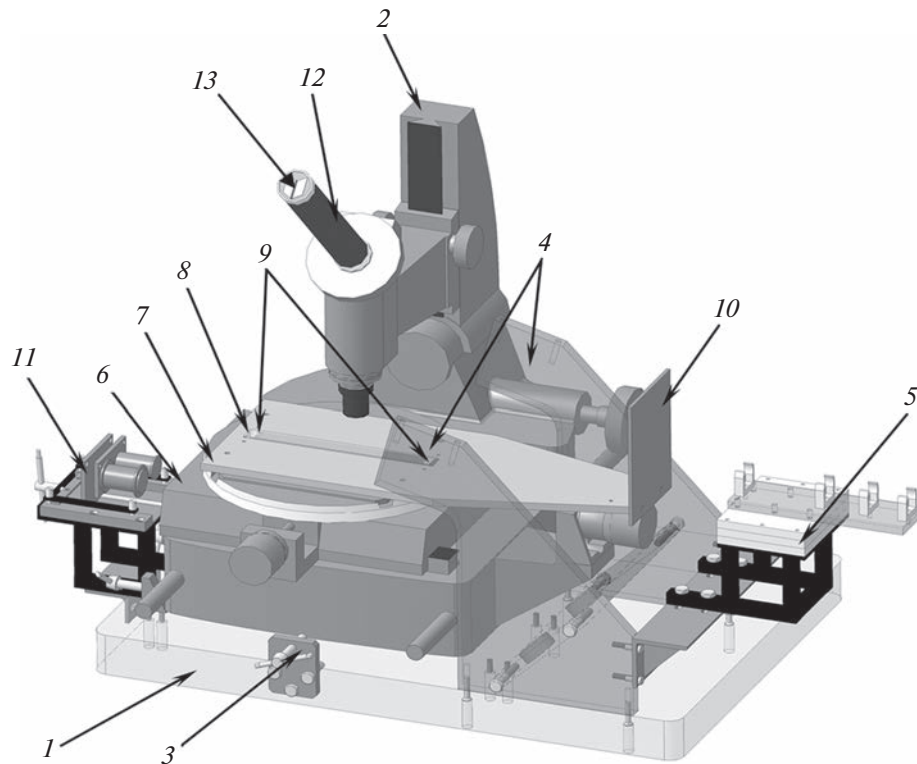


Рис. 1. Общий вид стенда “Микроскоп”. 1 – основание; 2 – инструментальный микроскоп БМИ-1; 3 – зажимы; 4 – упоры; 5 – узел крепления облучателя; 6 – подвижный рабочий стол; 7 – опорная плита; 8 – штриховая мера; 9 – накладки; 10 – отражатель; 11 – электромагнитный узел; 12 – коллиматор; 13 – фотоприемник.

Штатная подсветка микроскопа БМИ-1 заменена на лазерную подсветку, которая находится на неподвижной части стенда непосредственно под штриховой мерой. Расстояние между соседними штрихами меры составляет 1.0000 ± 0.0025 мм.

При отключении электромагнита под действием пружинного механизма, входящего в состав микроскопа БМИ-1, происходит движение рабочего стола по направлению к облучателю. Изображение штрихов меры при этом проецируется через оптическую систему микроскопа и коллиматор 12 на щель. Штрихи в процессе перемещения стола периодически затевают щель. Изменение освещенности считывается при помощи фотоприемника 13, который размещен непосредственно над щелью. Зарегистрированная последовательность импульсов в дальнейшем используется для определения перемещения рабочей части стенда. Принцип действия стенда иллюстрирует рис. 2.

Питание лазерной подсветки и управление электромагнитом осуществляются при помощи блока электроники, смонтированного в металлическом корпусе и соединенного с соответствующими элементами стенда кабельными жгутами. В блоке электроники предусмотрена возможность подачи и отключения питания на электро-

магнит от внешнего источника путем подачи сигнала от генератора синхроимпульсов.

Инструментальная погрешность измерений перемещения с помощью стенда (Δ_c) складывается из погрешности штриховой меры, которая в соответствии с документацией составляет 2.5 мкм, и погрешности, вносимой фотоприемником и регистрирующим осциллографом.

Погрешность, вносимая фотоприемником и осциллографом, может быть вычислена по формуле

$$\Delta X = VT_s,$$

где V – максимальная скорость движения рабочего стола стенда, T_s – суммарная временная задержка.

Погрешность, вносимая фотоприемником, связана с временной задержкой преобразования изменения интенсивности падающего на фотодиод светового потока в электрический сигнал, которая не превышает 0.135 мкс.

Погрешность, вносимая осциллографом, связана с временной асинхронностью записи в память времени перекрытия светового потока штрихами меры относительно времени записи данных радиointерферометра и составляет не более 0.002 мкс.

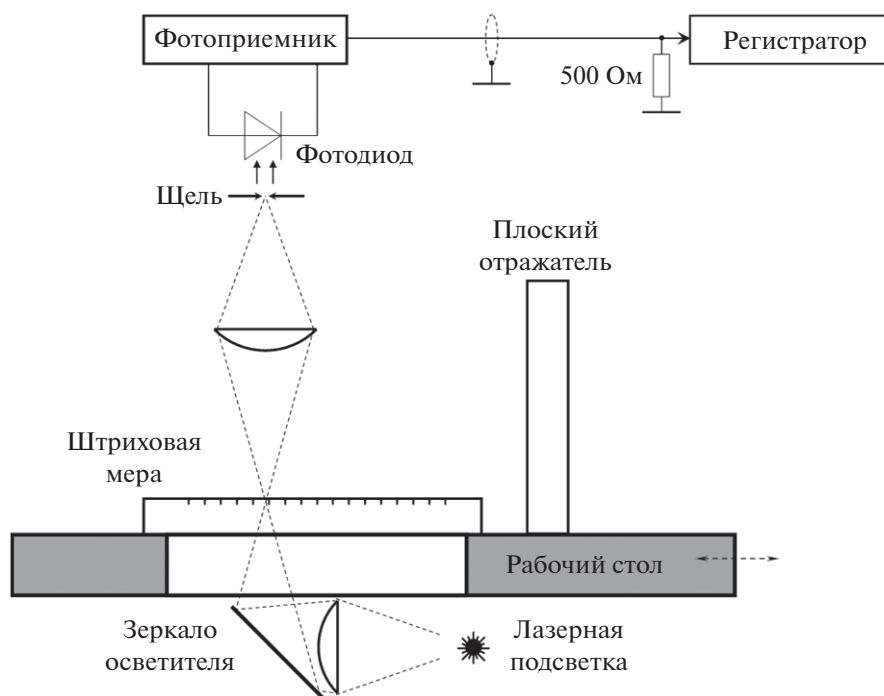


Рис. 2. Принцип работы стенда "Микроскоп".

Суммарная постоянная времени, таким образом, составляет не более 0.137 мкс , что при скорости движения стола стенда $\leq 20 \text{ мм/с}$ дает дополнительную погрешность $\leq 0.00274 \text{ мкм}$. Таким образом, можно утверждать, что абсолютная инструментальная погрешность измерений перемещения отражающей поверхности с помощью стенда Δ_c не превышает по модулю 3 мкм .

ПОВЕРКА МИКРОВОЛНОВЫХ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Схема испытаний по оценке погрешности измерения перемещения микроволновым радиоинтерферометром показана на рис. 3. Радиоинтерферометр генерирует на выходе непрерывный зондирующий сигнал миллиметрового диапазона длин волн, который через боковой канал двухканальной волноведущей системы с направленным ответвителем поступает на облучатель. Прием отраженного сигнала обеспечивается через прямой канал волноведущей системы.

Измерение перемещений при помощи радиоинтерферометра может проводиться путем цифровой обработки как сигналов с выхода блока квадратурных фазовых детекторов (КФД), так и сигналов на промежуточной частоте, зарегистрированных непосредственно на выходе блока приемопередатчика (ПП).

В качестве регистраторов в схеме на рис. 3 используются высокоскоростные осциллографы

(например, осциллографы серии Infinium 9000A фирмы Keysight Technologies). Генератор импульсов (например, Г5-82) используется для синхронного первичного запуска обоих осциллографов. Поскольку внутренние часы современных осциллографов имеют временную погрешность не хуже 10^{-7} , синхронный запуск гарантирует синхронность времени на обоих регистраторах.

При измерениях с использованием блока КФД интерферограмма, несущая информацию о перемещении отражателя, регистрируется непосредственно на осциллограф 1, после чего сохраняется в файл и обрабатывается специальной программой на персональном компьютере. Результатом обработки интерферограммы является $X-t$ -диаграмма, описывающая линейное перемещение отражателя в зависимости от времени.

При регистрации сигналов на промежуточной частоте осциллограф 1 необходимо использовать на максимальной частоте дискретизации (10 ГГц) ввиду большого значения промежуточной частоты (1.2 ГГц). В процессе движения рабочего стола стенда до остановки необходимо однократно зарегистрировать сигнал длительностью около 12 с . Однако объем памяти осциллографа при максимальной частоте дискретизации позволяет записывать сигнал в непрерывном режиме на протяжении всего нескольких миллисекунд, поэтому запись сигнала на промежуточной частоте осуществляется в режиме сегментированной регистрации. Сигнал записывается небольшими от-

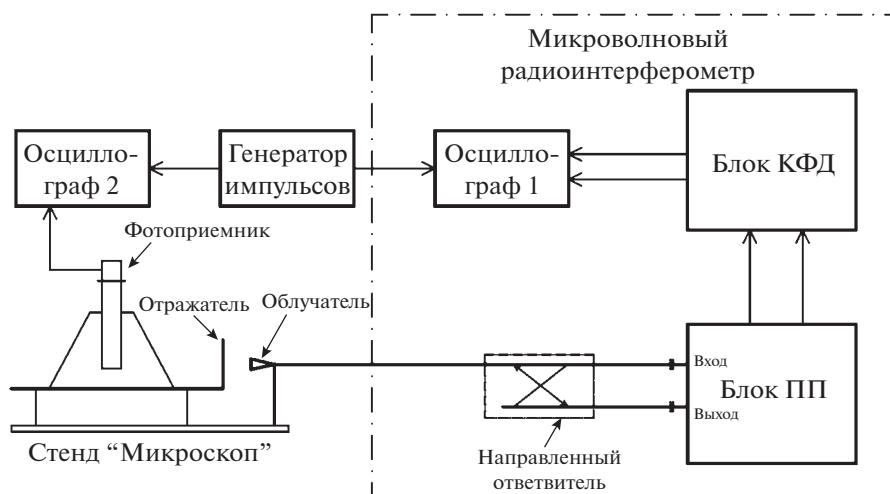


Рис. 3. Схема поверки микроволновых радиоинтерферометров. КФД – квадратурные фазовые детекторы; ПП – приемопередатчик.

резками длительностью несколько (от 2 до 10) наносекунд с интервалами времени между ними 3 миллисекунды. Длительность одного сегмента позволяет определить сдвиг фазы между опорным и информационным сигналами промежуточной частоты и провести квадратурное фазовое детектирование в цифровом виде. При этом с учетом небольшой скорости движения рабочего стола стенда изменение этого сдвига фаз между соседними сегментами позволяет восстановить по ним интерферограмму. При таком способе регистрации один период интерферограммы состоит из 30–35 сегментов, каждый из которых усредняется до одного отсчета.

Частота следования сегментов задается генератором импульсов. Параллельно его сигнал регистрируется на осциллографе 2 синхронно с сиг-

налом фотоприемника, считывающего штрихи эталонной меры. При обработке сегментированного сигнала промежуточной частоты с осциллографа 1 используется сигнал генератора, зарегистрированный на осциллографе 2, чтобы интерферограмма и сигнал фотоприемника имели общую временную привязку, соответствующую временной шкале осциллографа 2.

Определение перемещения по эталону осуществляется по результатам обработки сигнала, зарегистрированного на выходе фотоприемника, фрагмент осциллограммы показан на рис. 4. Из-за дифракции монохромного излучения лазерной подсветки в окрестности каждой риски наблюдаются осцилляции интенсивности света, проходящего через оптическую щель, а в центре каждого импульса присутствует локальный максимум, по

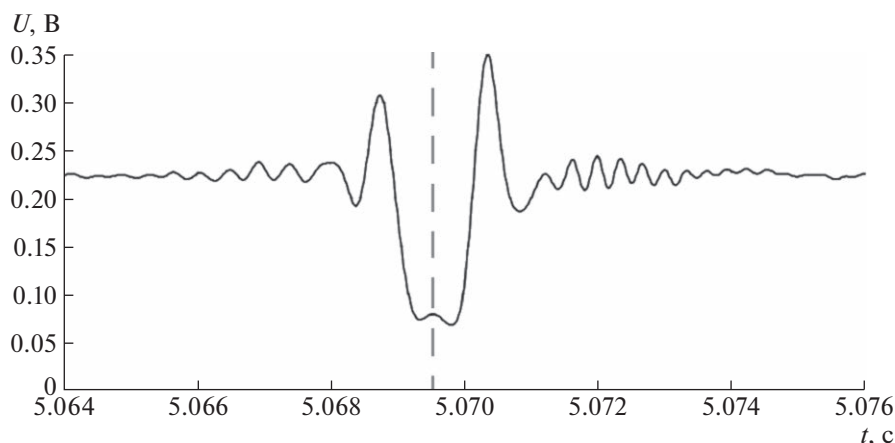


Рис. 4. Фрагмент осциллограммы сигнала на выходе фотоприемника. Штриховая линия – момент прохождения центра риски штриховой меры.

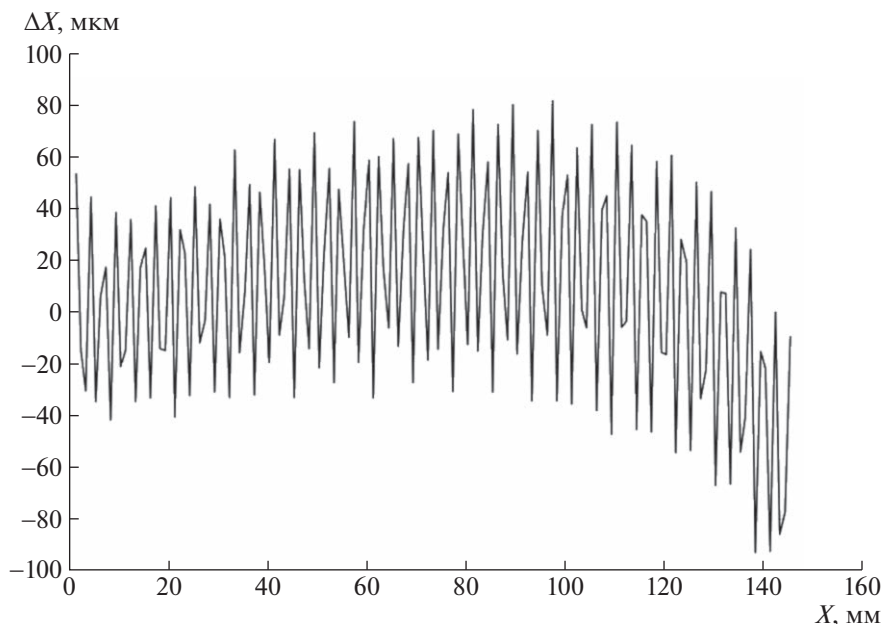


Рис. 5. Погрешность измерения перемещения отражающей поверхности с помощью радиоинтерферометра.

которому и определяется момент прохождения риски.

Для определения погрешности измерения перемещения радиоинтерферометром из $X-t$ -диаграммы, полученной по данным радиоинтерферометра, делается выборка в моменты времени прохождения изображения рисков эталонной штриховой меры по оптической щели. Значения перемещения и погрешности на момент времени прохождения первой риски принимаются равными нулю, т.е. первая риска принимается за начало измерения. Для последующих рисков определяется разность перемещений, полученных по данным радиоинтерферометра и сигналу фотоприемника.

На рис. 5 приведен график зависимости погрешности измерений от перемещения отражателя, полученный по результатам обработки сигналов радиоинтерферометра с выхода блока КФД. Как видно из рис. 5, значения абсолютной погрешности не превышают по модулю 0.1 мм. Регистрация сигнала на промежуточной частоте также обеспечивает аналогичные результаты поверки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Инструментальная погрешность стенда “Микроскоп”, как следует из теоретической оценки, не превышает по модулю 3 мкм, что существенно меньше целевого значения предела допускаемой

основной погрешности измерений для микроволновых радиоинтерферометров (± 0.15 мм). Разработанный стенд может применяться для определения погрешности измерения перемещения отражающей поверхности микроволновыми радиоинтерферометрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов / Под ред. А.Л. Михайлова. Саров: ФГУП “РФЯЦ–ВНИИЭФ”, 2015.
2. Mays R.O., Tringe J.W., Souers P.C., Lauderbach L.M., Baluyot E.V., Converse M.C., Kane R.J. // AIP Conf. Proc. 2018. V. 1979. Iss. 1. P. 160016. <https://doi.org/10.1063/1.5045015>
3. Zhai Z.-H., Sun C.-L., Liu Q., Guo L.-W., Liu Y.-S., Zhang X., Wang D.-T., Meng K., Li J., Du L.-H., Liu S.-X., Zhong S.-C., Zhu L.-G. // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. P. 161102. <https://doi.org/10.1063/1.5142415>
4. Длиномеры горизонтальные моделей Mini-Horizontal TELS, Horizon, Horizon Granite, Horizon Premium, THV, Labconcept/Labconcept Premium, Twinner, Alesta/Alesta Premium. Описание типа средства измерений. Приложение к свидетельству об утверждении типа средства измерений № 30710.
5. Приборы универсальные для измерений длины Precimar ULM 300/600/1000/1500. Описание типа средства измерений. Приложение к свидетельству об утверждении типа средства измерений № 31586.
6. ГОСТ 12069-90 “Меры длины штриховые брусковые. Технические условия”.

ПЛАНАРНЫЙ МАГНЕТРОН С РОТАЦИОННЫМ ЦЕНТРАЛЬНЫМ АНОДОМ, РАСПЫЛЯЕМЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ

© 2023 г. А. П. Семенов^{а,*}, Д. Б.-Д. Цыренов^а, И. А. Семенова^а^аИнститут физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6

*e-mail: alexandersemenov2018@mail.ru; semenov@ipms.bsnet.ru

Поступила в редакцию 06.06.2022 г.

После доработки 26.06.2022 г.

Принята к публикации 19.08.2022 г.

Разработан планарный магнетрон с ротационным центральным анодом. Центральный плоский анод, выполняющий функции мишени, распыляемой ионным пучком, установлен с возможностью вращения и под углом 45° – 50° относительно направления падения распыляющего ионного пучка, причем ось вращения анода совпадает с осью симметрии ионного пучка. Расчет коэффициента распыления медного центрального анода магнетрона показывает, что при наклонном падении распыляющих ионов и прочих равных условиях обеспечивается рост коэффициента распыления медного анода магнетрона с 6 до 9 атомов на один падающий ион, при этом достигается максимальная кучность распыленных атомов меди на ростовой поверхности подложек. Планарный магнетрон предлагаемой конструкции имеет более широкие функциональные возможности, в частности, при синтезе наноструктурированных композитных покрытий TiN–Cu. Однородная глобулярная структура ростовой поверхности покрытия TiN–Cu с размерами глобул в пределах 50–100 нм указывает на нормальный (негранный) механизм роста. Микротвердость покрытий составляет примерно 42 ГПа.

DOI: 10.31857/S0032816223010214, EDN: JWXSNN

ВВЕДЕНИЕ

При синтезе композитных наноструктурированных покрытий TiN–Cu перспективными выглядят газоразрядные устройства на основе планарного магнетрона с инжекцией ионного пучка в магнетрон [1]. Как свидетельствуют работы [2–6], коэффициент распыления, определяемый как среднее число атомов, выбиваемых из мишени одним падающим ионом, существенно зависит от угла между направлением падения ионов на мишень и нормалью к плоскости мишени. В конструкции газоразрядного устройства на основе планарного магнетрона с ионным источником [1] плоский медный центральный анод образует угол 90° между плоскостью мишени и осью симметрии продольного направления падения ионного пучка, при этом угол падения ионов составляет 0° . Эксперименты [7] свидетельствуют о том, что эффективность распыления повышается с увеличением угла падения ионов на мишень, благодаря существенному росту коэффициента распыления.

В настоящей работе рассматривается конструкция планарного магнетрона с ротационным центральным анодом. Новая конструкция позволяет существенно расширить функциональные возможности планарного магнетрона, в частности,

сти, при синтезе наноструктурированных композитных покрытий TiN–Cu.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На основе принципа применения ротационного центрального анода разработан планарный магнетрон, рис. 1. На оси магнетрона выполнено сквозное отверстие диаметром 4 мм [8]. Соосно в отверстии установлен стержень 1 диаметром 2 мм с возможностью осевого вращения со скоростью 6.28 рад/с, этот стержень наклонно удерживает центральный медный анод 2. Стержень 1 и центральный анод 2 электрически соединены с кольцевым анодом 3 (положительный потенциал). В качестве подложек 4 используются шестигранные сменные пластины (табл. 1), тип 11114 (HNUM) ГОСТ 19068-80, из твердого сплава T15K6, которые также применяются для проходных резцов и торцевых фрез.

Подложки располагаются горизонтально напротив активной зоны кольцевой титановой мишени 5. Пучок ионов 6 с током 4 мА и энергией ионов 10 кэВ падает на анод 2 магнетрона под углом $\theta \approx 45^{\circ}$ – 50° . Кольцевые магниты 7 охлаждаются проточной водой. Свободным концом стержень 1 крепится к механическому редуктору 8 и

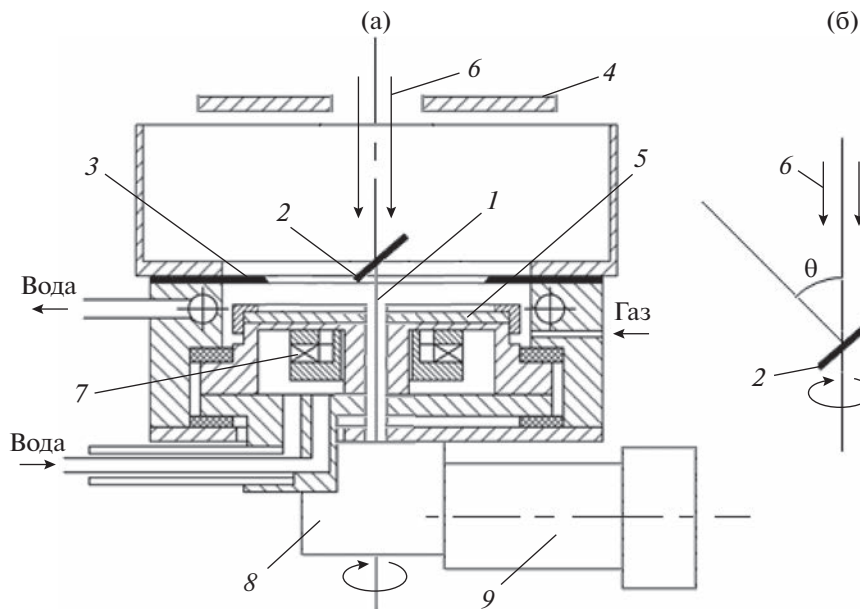


Рис. 1. Планарный магнетрон с ротационным центральным анодом: **а** — схема конструкции; **б** — направленность распыления (θ — угол падения ионов). 1 — стержень; 2 — центральный анод; 3 — кольцевой анод; 4 — подложки; 5 — катод; 6 — пучок ионов; 7 — кольцевые магниты; 8 — механический редуктор; 9 — электрический микродвигатель.

приводится во вращение электрическим микродвигателем 9. Плазмообразующая смесь газов Ar и N_2 натекает через отверстие, расположенное на периферии в корпусе магнетрона. Ток разряда магнетрона 0.1–0.5 А, напряжение горения разряда 400–470 В. Благодаря инициированию ускоренным ионным пучком доминирующих процессов, электронно-ионной эмиссии, а также распыления катода и центрального анода магнетрона, давление, при котором зажигается аномальный тлеющий разряд в магнетроне, составляет менее $8 \cdot 10^{-2}$ Па [9]. Общий вид планарного магнетрона представлен на рис. 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Направленность распыления (см. рис. 1б) определяется углом падения ионов θ на центральный анод 2, углом между нормалью к плоскости анода и направлением падения ионов. В случае наклонного падения ионов отклонение от нор-

мального падения на угол $\theta > 0^\circ$ приводит к уменьшению глубины проникновения части ионов на величину $\cos\theta$ в сравнении с падением ионов по нормали к плоскости анода и, как следствие, к концентрированию каскада столкновений в области поверхности медного анода, достигая максимума коэффициента распыления при углах падения в области 60° – 70° [7]. При этом максимальная кучность распыленных атомов меди на ростовой поверхности подложек в предлагаемой конструкции магнетрона достигается при углах падения 45° – 50° . В общем случае коэффициент распыления выражается соотношением [6, 10]

$$Y_{\text{Cu}}(\theta) \sim Y_{\text{Cu}}(0)/(\cos\theta)^k, \quad (1)$$

где $Y_{\text{Cu}}(0)$ и $Y_{\text{Cu}}(\theta)$ — соответственно коэффициенты распыления при углах падения распыляющих ионов 0° и θ .

При $M_{\text{Ar}} < M_{\text{Cu}}$, где M_{Ar} и M_{Cu} — соответственно массы распыляющего иона и распыляемого атома, имеем примерное равенство $k \sim 1$. С учетом расчетной зависимости коэффициента распыления меди [11] от энергии распыляющих ионов аргона при нормальном угле падения ионов $\theta = 0^\circ$ (рис. 3, кривая 1) из соотношения (1) рассчитаны численно значения коэффициента распыления $Y_{\text{Cu}}(\theta)$ в зависимости от угла падения θ (рис. 3, кривая 2). Рассчитанные значения коэффициента распыления по формуле (1) хорошо согласуются с экспериментальными значениями коэффициентов распыления Cu ионами Ar^+ [7] в диапазоне килоэлектронвольтных энергий распыляющих

Таблица 1. Шестигранная сменная пластина

Обозначение		Размеры пластины, мм			
Цифровое	Буквенно-цифровое	L	D	d	s
11114-090408	HNUM-090408	9.1	15.875	6.35	4.76

Примечание. L — длина боковой грани, D — расстояние между противоположными гранями, d — диаметр отверстия, s — толщина пластины.

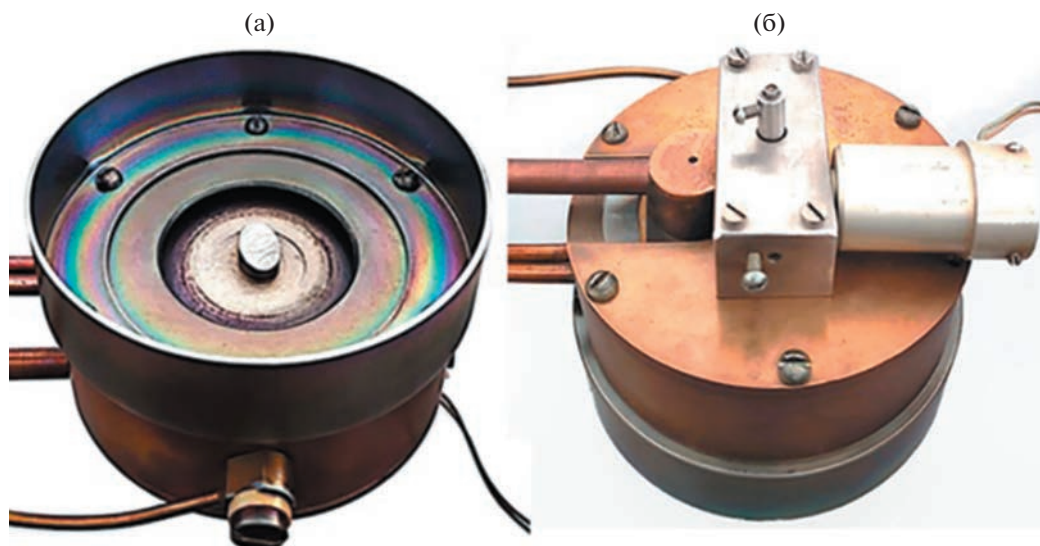


Рис. 2. Общий вид магнетрона: а — вид сверху; б — вид снизу.

ионов. Расчет показывает, что при наклонном падении ионов коэффициент распыления медного центрального анода при прочих равных условиях увеличивается с 6 до 9 атомов на один падающий ион (см. рис. 3, кривая 2), при этом обеспечивается максимальная кучность распыленных атомов меди на ростовой поверхности подложки.

Общий вид пластины из твердого сплава T15K6 с покрытием TiN–Cu показан на рис. 4. Исследование строения поверхности композитного покрытия TiN–Cu (атомно-силовой микро-

скоп Multi-Mode-8) свидетельствует о том, что покрытие имеет характерную [12] однородную глобулярную структуру (рис. 5) с размерами кристаллитов в пределах 50–100 нм. Микротвердость сформированных слоев исследовали на микротвердомере PMT-3 М, укомплектованном цифровой камерой с программой обработки изображений отпечатков NEXSYS ImageExpert Micro-Hardness 2; микротвердость покрытий составляет примерно 42 ГПа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана конструкция планарного магнетрона с ротационным центральным анодом, выполняющим функции мишени, распыляемой ионным пучком, анод установлен с возможностью вращения и под углом 45° – 50° относительно направления падения распыляющего ионного пучка, причем ось вращения анода совпадает с осью симметрии ионного пучка. Расчет коэффициента распыления медного центрального анода

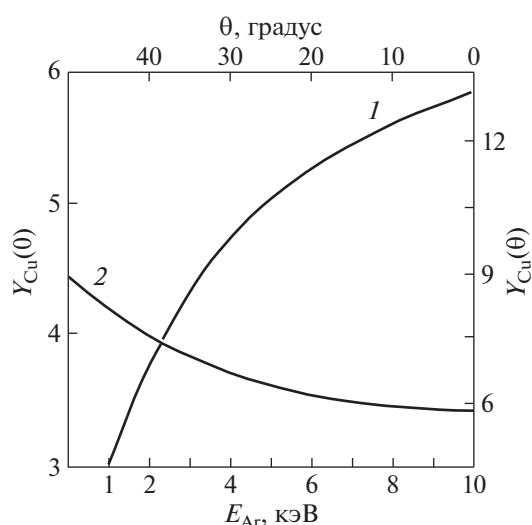


Рис. 3. Расчетные зависимости коэффициента распыления меди: 1 — от энергии распыляющих ионов аргона ($\theta = 0^\circ$, ток пучка ионов 4 мА) [11]; 2 — от угла падения распыляющих ионов аргона (ток пучка ионов 4 мА, энергия ионов 10 кэВ).



Рис. 4. Изображение шестигранной сменной пластины из твердого сплава T15K6 с покрытием TiN–Cu.

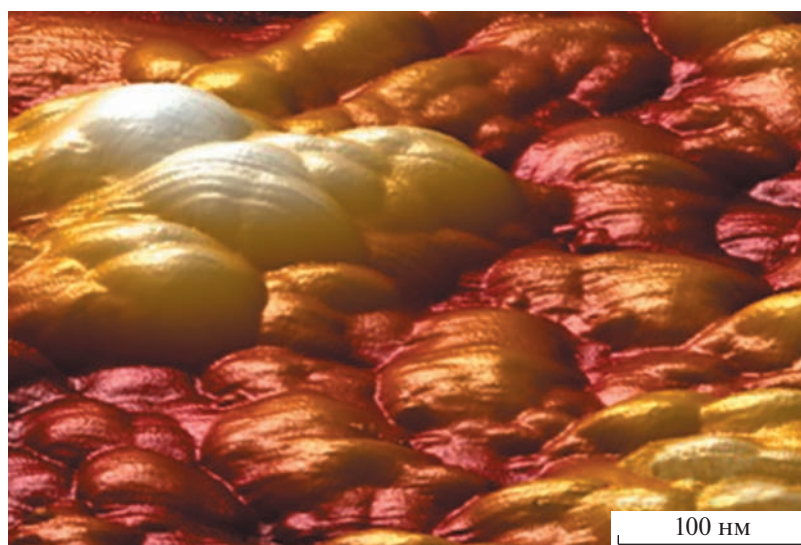


Рис. 5. Строение поверхности покрытия TiN–Cu (атомно-силовой микроскоп Multi-Mode-8).

магнетрона показывает, что при наклонном падении распыляющих ионов и прочих равных условиях обеспечивается рост коэффициента распыления медного анода магнетрона с 6 до 9 атомов на один падающий ион, при этом достигается максимальная кучность распыленных атомов меди на ростовой поверхности подложек. Новая конструкция расширяет функциональные возможности планарного магнетрона, в частности, при синтезе наноструктурированных композитных покрытий TiN–Cu. Однородная глобулярная структура ростовой поверхности с размерами глобул в пределах 50–100 нм указывает на нормальный (негранный) [13] механизм наращивания покрытия TiN–Cu. Микротвердость покрытий составляет примерно 42 ГПа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ № 20-08-00207_а и государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, научная тема № 0270-2021-0001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Семенов А.П., Семенова И.А., Цыренов Д.Б.-Д., Николаев Э.О. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 143. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050213>
- Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. // Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. М.: ВИНТИ, 1989. Т. 5. С. 55–112.
- Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел / Под ред. Е.С. Машковой. М.: Мир, 1989.
- Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984.
- Плетнев В.В. // Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. М.: ВИНТИ, 1991. Т. 5. С. 4–62.
- Sigmund P. // Phys. Rev. 1969. V. 184. № 2. P. 383.
- Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- Семенов А.П., Батуев Б.-Ш.Ч. // ПТЭ. 1991. № 5. С. 192.
- Семенов А.П., Семенова И.А., Цыренов Д.Б.-Д., Николаев Э.О. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2020. Т. 63. № 10. С. 102. <https://doi.org/10.17223/00213411/63/10/102>
- Yamamura Y., Shimizu R., Shimizu H., Itoh N. // Ион оё токусю (Japan). 1983. V. 26. № 2. P. 69.
- Семенов А.П., Семенова И.А., Цыренов Д.Б.-Д., Николаев Э.О. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 44. <https://doi.org/10.31857/S0032816221040261>
- Семенов А.П., Цыренов Д.Б.-Д., Семенова И.А. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 119. <https://doi.org/10.7868/S0032816217060106>
- Семенов А.П., Белянин А.Ф., Мохосоев М.В., Тер-Маркарян А.А. // Техника средств связи. 1984. Сер. Технология производства и оборудование. Вып. 1. С. 66.

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 53.08:004

ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ВРЕМЯ–КОД СЧЕТНО-ИМПУЛЬСНОГО ТИПА С РАЗРЕШЕНИЕМ 1 нс

© 2023 г. В. В. Сидоркин

Поступила в редакцию 08.06.2022 г.

После доработки 08.06.2022 г.

Принята к публикации 04.08.2022 г.

DOI: 10.31857/S0032816223010238, EDN: JWXZEE

В ряде физических и методических задач возникает необходимость измерения временных интервалов в диапазоне от единиц наносекунд до сотен микросекунд и выше [1]. Рассматриваемый в данной работе преобразователь время–код ПВК-1.2.24 (далее ПВК) имеет два канала с общим стартом и измеряет интервалы времени длительностью от 0 до ~16 мс для каждого из каналов с разрешением порядка 1 нс. ПВК выполнен в стандарте КАМАК и занимает одну станцию. На рис. 1 представлена его функциональная схема. ПВК построен по схеме времяцифрового преобразователя последовательного счета с калибруемой шкалой преобразования. В качестве задатчика измерительных интервалов времени используется ждущий генератор на основе интегральной схемы (ИС) МС10Н101, включенной по схеме кольцевого счетчика. Частота смены состояний данного генератора в пересчете эквивалентна 1 ГГц [2, 3].

В основе процедуры измерения лежит совместная работа ждущего генератора на ИС МС10Н101 и триггера-защелки на ИС МС100Е150 серии ЭСЛ [4]. По переднему фронту стартового или калибровочного импульса запускается ждущий генератор, смена состояний которого идет в коде Джонсона с шагом, равным длительности внутренней задержки единичного логического элемента МС10Н101. По переднему фронту стопового импульса или по заднему фронту импульса калибровки текущее состояние генератора фиксируется в триггере-защелке МС100Е150. Данное состояние после преобразования из кода Джонсона в двоичный код представляет собой значения первых трех разрядов общего 24-разрядного слова данных. Оставшиеся 21 разряд формируются двоичным счетчиком путем подсчета числа полных циклов работы генератора, уложившихся в измеряемый интервал.

Процедура калибровки позволяет определить передаточные характеристики каждого из каналов для текущих условий эксплуатации. Калибровочные импульсы подаются в модуль либо от

внешнего источника через разъем ЛЕМО на его лицевой панели (“Строб”), либо генерируются внутри модуля из импульсов встроенного кварцевого генератора (сигнал *Строб_3*).

На передней панели имеется два дополнительных разъема “Строб_1” и “Строб_2”. Они предназначены для подачи импульсов калибровки для каждого канала по отдельности, что позволяет использовать данные входы для измерения длительности импульсов в пределах заявленного диапазона. Кроме того, разъемы “Строб_1” и “Строб_2” совместно со стоповыми разъемами позволяют организовать в данном ПВК режим с отдельным стартом для каждого из каналов. При этом диапазон измеряемого интервала времени задается длительностью соответствующих сигналов *Строб_1* и *Строб_2*.

В ПВК предусмотрена возможность регистрации двух последовательных стоповых сигналов для одного из каналов на выбор. Для включения этого режима на плате имеются переключки Jp1–Jp2, которые необходимо замкнуть. В этом случае вход другого канала не должен быть использован.

Сигнал *ЛАМ* генерируется блоком либо по переполнению счетчиков, либо при регистрации стоповых сигналов в любом из каналов.

Для определения передаточных характеристик каналов на основе калибровочных данных использовался метод наименьших квадратов. Все расчеты были выполнены средствами программы Excel:

– передаточная характеристика первого канала

$$Tx_1 = (0.93743026n + 0.71867933) \pm 0.3 \text{ нс},$$

– передаточная характеристика второго канала

$$Tx_2 = (1.10334275n + 0.80168733) \pm 0.3 \text{ нс},$$

где Tx_1 , Tx_2 – измеряемые интервалы, n – число отсчетов.

Данные калибровки позволяют оценить длительность внутренней задержки единичного логического элемента микросхем МС10Н101 в каж-

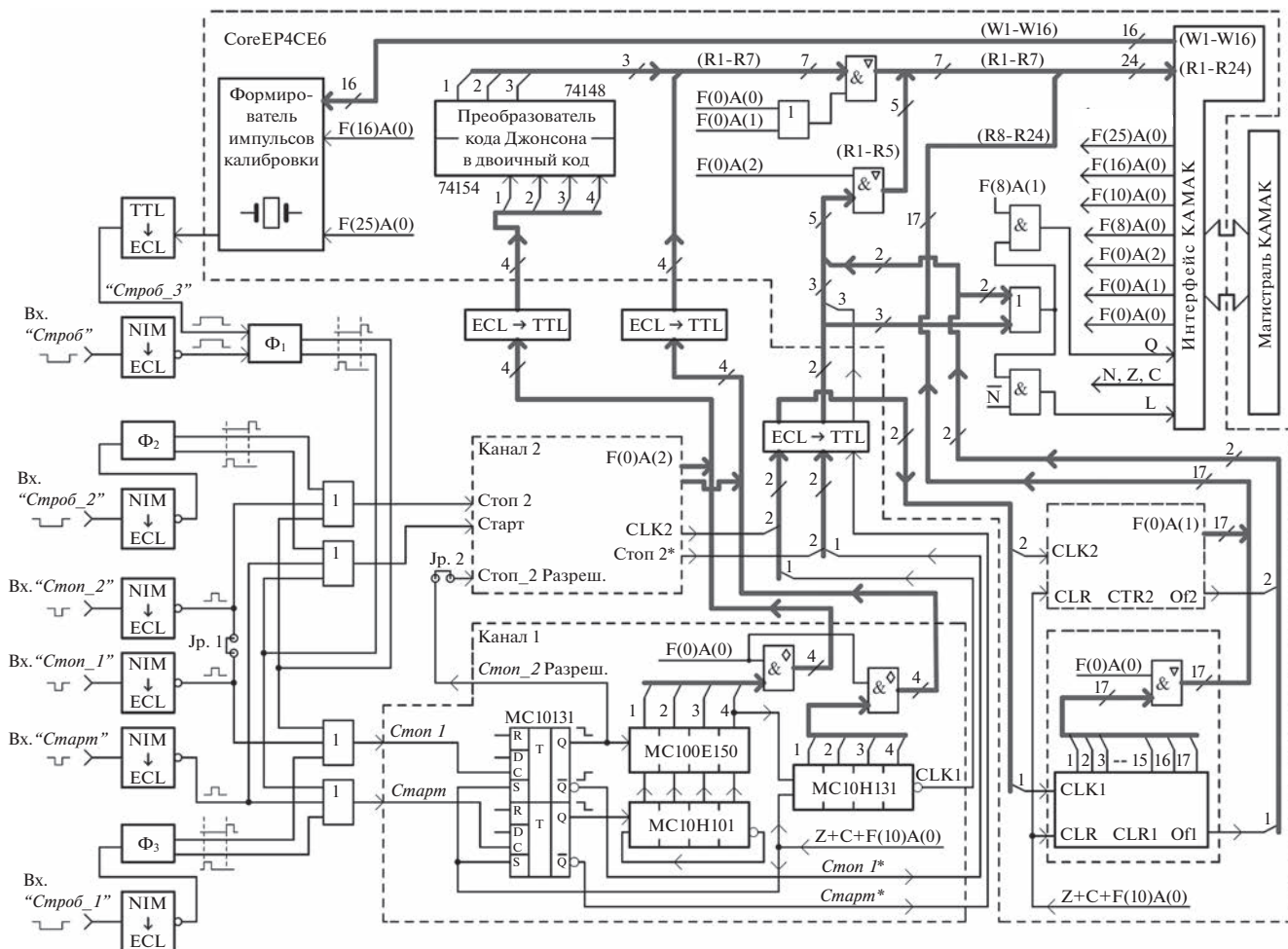


Рис. 1. Функциональная схема ПВК-1.2.24. Φ_1 – Φ_3 – формирователи start-стоповых сигналов с привязкой соответственно к передним и задним фронтам импульсов калибровки.

дом из каналов. Для первого канала длительность внутренней задержки составила 0.94 ± 0.01 нс, для второго канала – 1.10 ± 0.01 нс.

Температура окружающей среды $\sim 20.7^\circ\text{C}$.

В данном ПВК использована FPGA EP4CE6E22C8N в составе отладочной платы CoreEP4CE6 фирмы WaveShare, что значительно упростило изготовление печатной платы самого ПВК, а также предоставило возможность оперативно менять некоторые его характеристики, например измеряемый диапазон времени за счет изменения разрядности счетчиков.

Команды блока: F(0)A(0), F(0)A(1) – чтение 24-разрядного кода времени для первого и второго канала соответственно; F(0)A(2) – чтение слова состояния (R1, R2 – наличие сигналов *Стоп*; R3, R4 – переполнение счетчиков; R5 – наличие сигнала *Старт*); F(8)A(0) – проверка запроса LAM, Q = L; F(10)A(0) – сброс LAM и счетчиков; F(16)A(0) – запись кода длительности импульса *Строби_3* по W1–W16; F(25)A(0) – старт калиб-

ровки ПВК внутренним сигналом; Z, C – общий сброс ПВК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лубсандоржиев Б.К., Полещук Р.В. // ПТЭ. 2011. № 4. С. 53.
2. Мелешко Е.А. Наносекундная электроника в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 132–141.
3. Сидоркин В.В. // ПТЭ. 2018. № 3. С. 41. <https://doi.org/10.7868/S003281621803028X>
4. DL122/D Rev. 7, Mar-2000: MECL Data ON Semiconductor. https://ae6pm.com/Semidata_books/Motorola/DL122-D.pdf

Адрес для справок: Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри 6; Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), Лаборатория ядерных проблем (ЛЯП), сектор № 1 Научно-экспериментального отдела физики элементарных частиц (НЭОФЭЧ). E-mail: sidorkin@jinr.ru

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 550.8.07

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДОЧНЫЙ ПРИЕМНИК ОМАР-ИКС

© 2023 г. В. А. Давыдов

Поступила в редакцию 22.07.2022 г.

После доработки 22.07.2022 г.

Принята к публикации 04.09.2022 г.

DOI: 10.31857/S003281622301010X, EDN: JSIQOR

Универсальный приемник предназначен для полевых геофизических исследований методами электроразведки на переменном токе. Он может работать с различными электроразведочными генераторами гармонических сигналов в широком диапазоне частот. Для измерения электрического поля используется заземленная или стелющаяся линия, магнитная составляющая регистрируется с помощью индукционного датчика [1]. Приемник ОМАР-ИКС (рис. 1) состоит из широкополосного линейного тракта, который включает: устройство коммутации и согласования с датчиками сигналов; фильтр высоких частот (20 кГц); дифференциальный усилитель со ступенчатым усилением (1, 10, 100, 1000); подключаемый ре-

жекторный фильтр (50 Гц); подключаемый фильтр низких частот (500 Гц); регулируемый масштабный усилитель; пиковый детектор; прецизионный детектор среднеквадратичных значений (RMS); модуль цифрового милливольтметра на светоизлучающих диодах.

Схемотехника устройства наследует основные идеи опытной малогабаритной аппаратуры регистрации ОМАР-2 [2]. Электронный тракт прибора формирует рабочую амплитудно-частотную характеристику, усиливает входной сигнал до необходимого уровня, выпрямляет его и выдает максимальное или эффективное значение на цифровое табло. Применение дифференциального усилителя во входном каскаде способствует



Рис. 1. Внешний вид приемника ОМАР-ИКС в режиме контроля уровня шумов.

высокому уровню подавления синфазных помех. Прибор разработан на малошумящей элементной базе и обладает хорошей чувствительностью. Экранирование корпуса, развязка аналогового и цифрового питания совместно с использованием сетевого режекторного фильтра позволяют добиться достаточно сильного ослабления уровня промышленных помех, что дает возможность проводить полевые электрометрические измерения на урбанизированных территориях.

В традиционных электроразведочных приемниках в основном преобладают супергетеродинные схемы. Это объясняется стремлением максимально подавить сторонние сигналы за пределами узкой полосы пропускания и повысить чувствительность аппаратуры. В связи с этим возникает тесная привязка серийных комплектов генератор–приемник, работающих обычно только друг с другом на определенных фиксированных частотах. В ОМАР-ИКС используется прямое усиление сигнала, что обеспечивает широкий подход в выборе генераторов сигналов и рабочих частот. При этом для согласования приемника с конкретным генератором предусмотрено их соединение через шунт и точная настройка коэффициента усиления приемника с помощью многооборотного потенциометра. Возможность подстройки усиления особенно актуальна в полевых условиях, где характеристики датчиков и приборов могут дрейфовать за счет изменения температуры и разряда аккумуляторов.

Основные технические характеристики приемника ОМАР-ИКС. Входное сопротивление 4 МОм; частотный диапазон 0.1–20 000 Гц; диапазон измерений амплитуд 3 мкВ–3 В; уровень собственных шумов 9 нВ/√Гц; подавление синфазных помех 100 дБ; ослабление 50-Гц гармоники 40 дБ; типовая погрешность измерений 1%; максимальная погрешность 2.5%; рабочий диапазон температур от –40 до +70°C. Габаритные размеры 230 × 160 × 60 мм, масса прибора 1.5 кг. Питание осуществляется от четырех литий-ионных аккумуляторов 18650, потребляемая мощность 2 Вт. Заряда аккумуляторов хватает на более чем 12 ч непрерывной работы.

Дополнительную универсальность прибору придает наличие выходного разъема, с которого можно снимать как выпрямленное напряжение, так и усиленный сигнал до детектирования (переключаются тумблером). Это дает возможность подключения внешних дополнительных устройств регистрации (мультиметров, портативных осциллографов, логгеров и т.п.) для более детального изучения формы сигналов и их поведения во времени.

Поскольку аппаратура предназначена для полевых исследований, все электронные компоненты подобраны для работы в условиях экстремальных значений температур. С этим же связан выбор цифрового табло на светодиодных индикаторах, которые менее критичны к отрицательным температурам по сравнению с жидкокристаллическими.

Приемник ОМАР-ИКС прошел калибровку, тестовые испытания в лаборатории и был опробован в полевых условиях при работе с различными электрическими линиями (в том числе с емкостными) и датчиками переменного магнитного поля индукционного типа, изготовленными в Институте геофизики УрО РАН [3]. В качестве генераторных установок использованы серийные электроразведочные генераторы переменного тока в форме меандра: ИКС-50 (НПО “Геофизика”, г. Москва), ЭРА (завод “Геологоразведка”, г. Ленинград); Эра-Макс (НПП ЭРА, г. Санкт-Петербург) и генераторы синусоидальных сигналов с излучающим магнитным диполем: ФАГР-10, ДЭМП-СЧ (НПО “Сибцветметавтоматика”, г. Красноярск), МЧЗ-8 (ИГФ УрО РАН, г. Екатеринбург) [4]. Фиксированные частоты на которых проводились измерения: 4.88; 9.76; 19.52; 22.5; 500; 625; 1000; 1250; 2000; 2500; 4000; 8000 16000; 20000 Гц. Все варианты электрометрических установок с приемником ОМАР-ИКС подтвердили свою работоспособность, при этом отмечена хорошая чувствительность и стабильность работы установок с гальваническим заземлением в условиях сильных промышленных помех.

Приемник планируется использовать при разработке новых методов и методик электрометрических исследований, а также в качестве основного или запасного измерителя сигналов при проведении полевых геофизических работ по традиционным технологиям. К реализуемым методам исследований относятся: вертикальные электрические зондирования, симметричное электропрофилирование, срединный градиент, вызванная поляризация, частотная дисперсия электропроводности, дистанционные индукционные зондирования, дипольное электромагнитное профилирование, изучение техногенного электромагнитного поля.

При подсоединении дополнительного внешнего оборудования возможны непрерывные мониторинговые измерения (резистивиметрия водных потоков, изучение вариаций электромагнитных полей), а также каротаж скважин (электрический, микрозондовый, индукционный и др.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Давыдов В.А.* // Уральский геофизический вестник. 2014. № 1 (23). С. 46.
2. *Давыдов В.А.* // ПТЭ. 2016. № 6. С. 127.
<https://doi.org/10.7868/S0032816216060252>
3. *Давыдов В.А.* // Датчики и системы. 2017. № 11. С. 58.
4. *Байдиков С.В., Человечков А.И.* // Уральский геофизический вестник. 2011. № 1. С. 4

Адрес для справок: Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100; Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН, лаборатория экологической геофизики. Тел.: 343 2678900. E-mail: davyde@uran-dex.ru

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 531.7.08

СТЕНД ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ШАГОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

© 2023 г. Н. В. Ермаков^а, А. Н. Баженов^а, А. Н. Смирнов^б, С. Ю. Толстяков^{а,б}

Поступила в редакцию 12.04.2022 г.

После доработки 15.08.2022 г.

Принята к публикации 17.09.2022 г.

DOI: 10.31857/S0032816223010135, EDN: JVBYGF

Стенд разрабатывался как дополнительное устройство к стенду для термовакуумных механических испытаний [1] и предназначен для измерения параметров шаговых двигателей в различных режимах работы в диапазоне температур 20–250°C и давлений от 10^5 до 10^{-1} Па, а также в среде различных газов. В ходе испытаний измеряются величина шага, плавность хода и крутящий момент.

Стенд состоит из механической оснастки, блока управления шаговыми двигателями, датчика момента, энкодера, лазера и регистратора излучения. Механическая оснастка состоит из двух фланцев, соединенных между собой четырьмя цилиндрическими штангами, имеются также съемные штанги, устанавливаемые с обратной стороны фланцев и выполняющие роль опоры во время вневакуумных испытаний (рис. 1). На фланцы крепятся испытываемые двигатели. Один из фланцев имеет паз под уплотнение вакуумного ввода вращения, который используется при вакуумных испытаниях для крепления с откачиваемой камерой стенда [1] (рис. 2). Высота стенда 535 мм, диаметр фланцев 290 мм.

Для измерений крутящего момента валы двигателей через муфты соединяются с измерителем момента Datum M425 [2] с рабочим диапазоном от 0.01 до 20 Н·м.

Для измерений величины шага поворота двигателя служит датчик вращения СКС ЛИРММ-158А [3], соединенный с валом двигателя. Плавность хода определяется путем анализа данных с датчика вращения. Для контроля положения вала используется лазерный модуль KLM-532-200 [4] с профилометром лазерного луча Spiricon 620U Beam Profiler [5]. Во время вакуумных испытаний излучение лазера через окно в камере заводится на плоское зеркало 4, размещенное на одной из муфт вала. Отраженный пучок выводится из ка-

меры через то же окно и направляется на профилометр. Размер матрицы профилометра 8×6 мм, 1600×200 пикселей, размер пикселя 4.4 мкм. Для регистрации отраженного сигнала используется программное обеспечение (ПО) производителя BeamGage Standard software [6].

Для управления двигателями и сбора информации измерительные модули и приборы объеди-

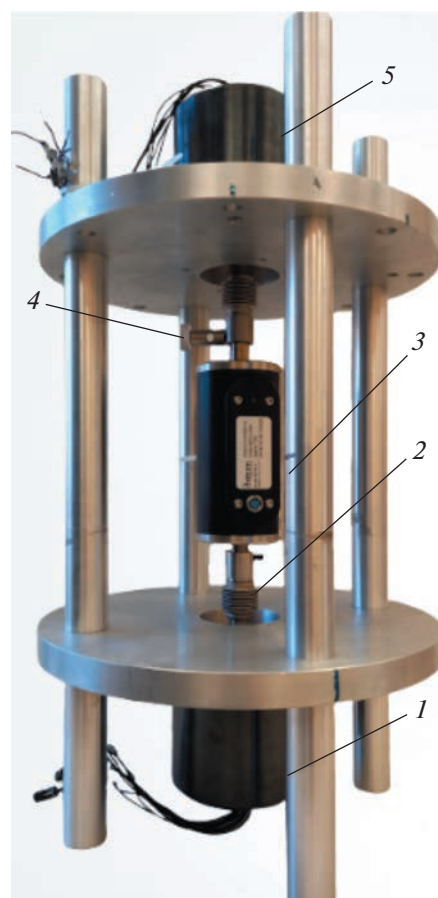


Рис. 1. Фотография стенда. 1 – испытываемый двигатель; 2 – соединительная муфта; 3 – датчик момента; 4 – зеркало; 5 – двигатель-тормоз.

^аФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, Санкт-Петербург.

^бАО “Спектрал-Тех”, Россия, Санкт-Петербург.



Рис. 2. Фотография стенда с вакуумной камерой.

нены в сеть с интерфейсом RS-485. Часть оборудования выполнена в формфакторе 19" 3U. Используется оборудование АО "Спектрал-Тех" [7]: модули управления SPT126-01–001, интерфейс Ethernet – RS-485 SPT126-03–001, блок сетевой платы SPT126-04–001 и сервисный модуль энкоде-

ра SPT126-05–001. В качестве контроллера в модуле управления используется Trinamic TMCМ-1260 [8]. Управление двигателями осуществляется с помощью ПО Trinamic TCMC IDE [9]. Измеритель момента и датчик вращения управляются с помощью ПО их производителей. Итоговые данные представляются в виде файлов формата ASCII.

СПИСОК ЛИТЕАТУРЫ

1. Баженов А.Н., Коваль А.Н., Толстяков С.Ю., Мухин Е.Е., Дмитриев А.М., Самсонов Д.С. // ПТЭ. 2021. № 1. С. 151. <https://doi.org/10.31857/S0032816220060191>
2. Datum M425. <https://datum-electronics.co.uk/product/m425-rotary-torque-sensor-and-rotational-torque-transducer/>
3. СКС ЛИРММ-158А. <https://skbis.ru/catalog/rotary/absolute-rotary-encoders/lir-mm158a>
4. Лазерный модуль KLM-532–200. <http://www.fti-optronic.com/images/stories/pdfs/klm-532-200.pdf>
5. Spiricon 620U Beam Profiler. <https://www.ophiropt.com/laser-measurement/beam-profilers>
6. BeamGage Standard software. <https://www.ophiropt.com/laser-measurement/ru/software-download>
7. <https://www.spectraltech.ru/>
8. Trinamic TMCМ-1260. <https://www.trinamic.com/products/modules/details/tmcm-1260/>
9. Trinamic TCMC IDE. <https://www.trinamic.com/support/software/tmcl-ide/>

Адрес для справок: Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 28А; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. E-mail: ermafin@gmail.com

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ
К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816223010329, EDN: IWRCYQ

ОБЗОРЫ

Разин В.И. Особенности процессов возникновения и развития искр в микроструктурных газовых детекторах (обзор). — 15 с., 10 рис.

Рассмотрены особенности процессов возникновения и развития искрового разряда в микроструктурных газовых детекторах ионизирующих излучений в лабораторных условиях и на пучках заряженных частиц в ускорителях. Детальному анализу подвергнуты такие аспекты, как зарядовый предел Рэтера, вторичная электронная эмиссия, перекрестное наложение лавин, положительная ионная обратная связь, взрывная электронная эмиссия, каскадирование детекторов и зарядовая плотность. Лучшее понимание этих эффектов позволит сделать дальнейший шаг в разработке позиционно-чувствительных газовых детекторов нового типа.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Elif Ebru Ermis, and Cuneyt Celiktas. Investigation of the Operation of a Fast Photomultiplier in a Scintillation Alpha-Particle Detector. — 5 p., 4 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

A Hamamatsu R1828-01 model fast photomultiplier tube, i.e. having fast time response, was tested whether it can be utilized for the detection of alpha particles. An Eljen AJ-440 model ZnS(Ag) scintillator sheet was mounted on the front window of the PMT. In order to obtain best alpha detection performance, three different main amplifier models that are in our laboratory were used. The alpha energy resolution values were calculated through the amplifiers. Thus, the most appropriate amplifier model in the used ones was determined. It was shown that a fast PMT could be used in alpha particle detection in addition to the timing measurement. With this study, a Hamamatsu R18128-01 type PMT was first tested for the alpha detection and the detection performances through the main amplifiers were compared.

Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А., Болоздыня А.И., Васин А.А., Галаванов А.В., Гусаков Ю.В., Коваленко А.Г., Козлова Е.С., Коновалов А.М., Корноухов В.Н., Кумпан А.В., Лукьяшин А.В., Пинчук А.В., Разуваева О.Е., Рудик Д.Г., Симачков Г.Е., Сосновцев В.В., Хромов А.В., Шакиров А.В., Этенко А.В. Электронный шум, генерируемый космическими мюонами в двухфазном ксенонном детекторе РЭД-100. — 9 с., 7 рис.

Показано, что рабочий объем двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100, работающего в условиях наземной лаборатории и использующего жидкий ксе-

нон в качестве рабочего вещества, является источником одноэлектронных шумовых сигналов с характерной частотой ~200 кГц. Обсуждаются возможные механизмы генерации такого рода шумов и методы их подавления.

Акиндинов А.В., Балыгин К.А., Гришук Ю.В., Ипполитов М.С., Лебедев В.А., Манько В.И., Сибиряк Ю.Г., Арёфьев В.А., Водопьянов А.С., Горбунов Н.В., Кузьмин Н.А., Номоконов П.В., Петухов Ю.П., Руфанов И.А., Будников Д.В., Грачев Д.В., Вихлянцева О.В., Деманов В.А., Завьялов Н.В., Курякин А.В., Тумкин А.Д., Фильчагин С.В., Шмонин Г.А. Временное и энергетическое разрешения прототипов электромагнитного калориметра на основе кристаллов вольфрамата свинца. — 17 с., 7 рис.

Приведены результаты измерений временного и энергетического разрешений для четырех прототипов электромагнитного калориметра PHOS эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере ЦЕРН. Каждый из прототипов состоит из девяти одинаковых детектирующих элементов, собранных в виде матрицы 3×3 . Основной детектирующей элементом является неорганический сцинтиллирующий кристалл вольфрамата свинца $PbWO_4$ длиной 180 мм с поперечным сечением 22×22 мм², просматриваемый с торца фотодетектором. В качестве фотодетекторов использовались лавинные фотодиоды и кремниевые фотоумножители различной чувствительной площади (НАМАМАТСУ, Япония). Измерения проведены при температуре 17.5°C на электронной компоненте вторичных пучков частиц протонного синхротрона PS в ЦЕРН в диапазоне импульсов от 1 до 10 ГэВ/с.

Акулиничев С.В., Гаврилов Ю.К., Джикибаев Р.М. Калибровка черенковского монитора протонного пучка. — 7 с., 4 рис.

Представлены результаты калибровочных измерений черенковского монитора протонного пучка. Получено хорошее согласие измерений монитора с показаниями ионизационной камеры и пластикового монитора. Черенковский монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления низкоэнергетического фона.

Бондарь А.Е., Борисова Е.О., Бузулук-ков А.Ф., Носов В.В., Олейников В.П., Соколов А.В., Фролов Е.А. Изучение работы матриц кремниевых фотоумножителей при криогенной температуре. — 21 с., 14 рис.

Исследована работа матриц Si-ФЭУ MPPC S13360-6050PE с параллельным и последовательным подключением элементов в условиях эксперимента с двухфазным детектором, а также выполнены теоретические

расчеты характеристик сигналов таких матриц. Показано, что длительность сигнала при последовательном соединении Si-ФЭУ с хорошей точностью не изменяется, а при параллельном соединении увеличивается с увеличением числа Si-ФЭУ в матрице. В пределах ошибок интегральная амплитуда сигнала при параллельном соединении не зависит от числа элементов в матрице, а при последовательном соединении наблюдается ее ожидаемое падение, обратно пропорциональное числу элементов в матрице. По результатам данной работы для дальнейшего использования в двухфазном криогенном детекторе темной материи выбрана матрица Si-ФЭУ, состоящая из четырех элементов, соединенных параллельно, так как для такой матрицы продемонстрирована надежная регистрация однофотонных импульсов, при этом длительность сигнала остается приемлемой.

Волков В.В., Голубева М.Б., Губер Ф.Ф., Зубанков А.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Петухов О.А. Передние детекторы установки BM@N и изучение их отклика на пучке ионов углерода в эксперименте SRC. — 14 с., 12 рис.

В рамках модернизации эксперимента BM@N был создан ряд передних детекторов: передний адронный калориметр FHCAL для измерения энергии фрагментов-спектронов, а также пучковый кварцевый годоскоп FQN и сцинтилляционная стенка ScWall для их идентификации. Эти детекторы предназначены для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектронов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях. Приводятся результаты исследования отклика передних детекторов, полученные в эксперименте SRC по изучению короткодействующих корреляций в реакции взаимодействия ионов углерода с импульсом 3.5 АГэВ/с в жидководородной мишени.

Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Серебряков Д.В. Временное разрешение и световой выход образцов сцинтилляционных детекторов для времяпролетного детектора нейтронов эксперимента BM@N. — 10 с., 3 рис.

Для идентификации нейтронов, образующихся в ядро-ядерных столкновениях при энергиях до 4 АГэВ в эксперименте BM@N с фиксированной мишенью на Нуклотроне (ОИЯИ, Дубна), и измерения их энергии планируется создать новый компактный времяпролетный детектор нейтронов. Этот детектор будет использоваться для измерения выходов и азимутальных потоков нейтронов, которые, как показано в различных теоретических моделях, должны быть чувствительны к уравниванию состояния плотной ядерной материи. В качестве чувствительных элементов для активных слоев детектора нейтронов предлагается использовать пластиковые сцинтилляторы российского производства площадью около $10 \times 20 \text{ см}^2$ и толщиной 2.5 см, а для регистрации фотонов — кремниевые фотоумножители с чувствительной площадью $6 \times 6 \text{ мм}^2$, по одному на каждую сцинтилляционную ячейку. Для достижения требуемого разрешения (порядка нескольких процентов) по энергии нейтронов в диапазоне энергий нейтронов до 4 ГэВ временное разрешение сцинтилляционных детекторов должно быть 100–150 пс. Обсужда-

ется концепция времяпролетного нейтронного детектора. Приводятся результаты проведенных измерений световых выходов и временного разрешения ряда образцов сцинтилляционных детекторов различных размеров. Результаты получены при использовании кремниевых фотоумножителей двух типов.

Рязанцев А.В., Букреева С.И., Васильев А.Н., Горин А.М., Гончаренко Ю.М., Моисеев В.В., Мочалов В.В., Семенов П.А. Сцинтилляционный волоконный годоскоп эксперимента СПАС-ЧАРМ на ускорительном комплексе У-70. — 9 с., 8 рис.

Представлен сцинтилляционный волоконный годоскоп высокого разрешения с использованием многоанодных фотоэлектронных умножителей. Подробно изложена технология изготовления волоконных каскадов и их монтажа в корпус детектора, приведены функциональная схема дискриминатора анодных сигналов, а также характеристики годоскопа при работе в составе экспериментальной установки на пучках канала 14 ускорительного комплекса У-70.

Сухачев К.И., Телегин А.М., Григорьев Д.П., Шестаков Д.А., Дорофеев А.С. Алгоритм работы цифрового модуля устройства для детектирования пролетных импульсов. — 6 с., 7 рис.

Описаны метод и устройство детектирования пролетных импульсов в системе управления линейного электродинамического ускорителя. Представлены структура адаптивного детектора частиц и принцип, позволяющий повысить достоверность детектирования импульса ожидаемой формы на фоне шумов различной природы происхождения.

Федоров А.А., Дубов В.В., Ермакова Л.В., Бондарев А.Г., Карпук П.В., Коржик М.В., Кузнецова Д.Е., Мечинский В.А., Смыслов В.Г., Досовицкий Г.А., Соколов П.С. $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$ -сцинтилляционные керамические элементы для измерения ионизирующего излучения в газообразных и жидких средах. — 9 с., 3 рис.

Впервые методом 3D-печати получены образцы сетчатых сцинтилляционных керамических элементов сложной формы на основе граната $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$ для использования в сцинтилляционных проточных детекторах α -, β - и γ -излучения в газообразных и жидких средах. Описан способ их получения, представлены результаты измерений выхода сцинтилляций при облучении α -частицами образцов керамических элементов, предложены пути улучшения их сцинтилляционных характеристик. Рассмотрена возможность их применения в неомогенных проточных сцинтилляционных ячейках, используемых в высокоэффективной жидкостной хроматографии. Отмечаются уникальные возможности технологии 3D-печати при создании детекторных элементов сложной формы с оптимизированной эффективностью.

Фомин А.К., Серебров А.П. Моделирование детектора антинейтрино для второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3. — 8 с., 7 рис.

Выполнено моделирование эксперимента по поиску стерильного нейтрино с новым детектором для второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3 (Дмитровград, Россия). Детектор сцинтилляционного типа предназначен для регистрации реакторных антинейтрино и имеет многосекционную структуру с горизонтальным расположением секций. В результате моделирования получены распределения счетов от мгновен-

ных и задержанных сигналов, а также эффективность детектора в зависимости от выбранных порогов. Проведено моделирование потока антинейтрино с учетом размеров активной зоны реактора и ее пространственного расположения по отношению к детектору. Благодаря этому рассчитан эффект, который должен быть получен в результате измерений для заданных параметров осцилляций и энергетического разрешения детектора.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Артюх А.Г., Кононенко Г.А., Саламатин А.В., Середа Ю.М. Прецизионные источники высокого напряжения для детекторов ядерного излучения на стандартном промышленном трансформаторе. — 10 с., 3 рис.

Разработаны прецизионные источники высокого напряжения для детекторов ядерного излучения (полупроводниковых детекторов, на основе фотоэлектронных умножителей и пр.). Вместо специализированного высоковольтного трансформатора использован распространенный сетевой (~220 В) трансформатор РОЛ-12012 совместно с умножителем напряжения. Электрические параметры блоков: диапазон — от 0 до ± 2500 В; мощность ≤ 10 Вт; КПД — до 77%; пульсации при нагрузке 2 МОм (2 кВ) — 1 мВ; частота преобразования — до 150 кГц; управление ручное/внешнее; плавный рост/спад напряжения; отключение при перегрузке; температурный дрейф $\leq 0.004\%/^{\circ}\text{C}$; рабочая температура — от -40 до $+60^{\circ}\text{C}$. Исполнение: евромеханика 3U или автономный блок $80 \times 80 \times 40$ мм. Источники используются в ряде экспериментов и промышленных установках, где обеспечивают качество, надежность, температурный диапазон и необходимый функционал.

Балзовский Е.В., Буянов Ю.И., Ефремов А.М., Кошелев В.И., Некрасов Э.С., Смирнов С.С. Мощный источник сверхширокополосного излучения субнаносекундной длительности с управляемыми характеристиками. — 13 с., 14 рис.

Разработан мощный источник сверхширокополосного излучения субнаносекундной длительности на основе гибридной антенны с офсетным отражателем. В фокусе отражателя расположена решетка 2×2 комбинированных антенн, возбуждаемых четырехканальным формирователем биполярных импульсов напряжения с амплитудой 65 кВ и длительностью 0.5 нс на частоте повторения до 100 Гц. Реализованы режимы излучения с дискретным сканированием волновым пучком, а также с линейной, ортогональными и эллиптической поляризациями. Получены импульсы излучения с напряженностью поля 40–120 кВ/м на расстоянии 4.5 м.

Еникеев Р.Ш., Сапожников К.С., Руденко А.А. Сильноточный высоковольтный предохранитель для защиты импульсных силовых цепей. — 9 с., 7 рис.

Представлены результаты разработки и исследования сильноточного высоковольтного предохранителя, предназначенного для защиты от токов короткого замыкания отдельных элементов силового оборудования системы электропитания международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЭР). В соответствии с требованиями ИТЭР предохранитель предназначен для использования в импульсном режиме работы и при возникновении короткого замыкания должен отключить ток амплитудой до 30 кА, обеспе-

чив длительный разрыв электрической цепи с напряжением до 9 кВ. Приводится описание конструкции разработанного предохранителя, рассматриваются основные технические решения, обеспечивающие его соответствие требованиям по электрической прочности, коммутуемым токам и времени отключения, а также результаты экспериментальных исследований коммутационных характеристик. Определены диапазон отключаемых токов и электрическая прочность в импульсном режиме работы с приложением послекоммутационного напряжения.

Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. Методика оценки величины генерируемой мощности оротронов с двухрядной периодической структурой в диапазоне 180–400 ГГц. — 8 с., 5 рис.

Описана методика оценки величины генерируемой мощности экспериментальными макетами оротронов с двухрядной периодической структурой, работающих в импульсном режиме с длительностью импульса $2 \cdot 10^{-6}$ с и периодом следования 0.02 с в диапазоне частот от 180 до 400 ГГц. Для реализации методики создан стенд для проведения измерений ослабления СВЧ-тракта в широком частотном диапазоне (180–400 ГГц) на основе ламп обратной волны ОВ-66 (180–260 ГГц) и ОВ-65 (260–360 ГГц), непакетированных в магнитную фокусирующую систему, и показана возможность их работы в импульсном режиме питания с большой скважностью.

Пиксаев В.М., Зайчиков Д.И., Пьянзин Д.В. Испытательный генератор сигналов произвольной формы. — 10 с., 10 рис.

Представлены результаты разработки трехканального генератора сигналов произвольной формы с функцией программируемого источника питания для настройки и отладки плат систем автоматического управления преобразовательными устройствами, требующими синхронизации с сетью. Особенности устройства являются возможность имитации трехфазной искаженной сети для проверки и настройки синхронизации плат управления, а также наличие гальванической развязки между тремя каналами, что позволяет использовать генератор в качестве источника питания трехфазных цепей. Генератор обеспечивает формирование выходных сигналов для каждого из каналов в диапазоне напряжений ± 25 В с максимальным током до 2 А. Частотный диапазон переменных сигналов генератора 0.01–10 кГц. В настоящее время генератор применяется на ПАО “Электровыпрямитель” для имитации провалов, искажений сети и перекосов фаз, для настройки систем фазовой автоподстройки частоты, а также аналоговых и цифровых фильтров.

Широков В.А., Галузин А.С., Милич В.Н. Особенности построения усилителей сигнала раскачки пьезоизлучателя для лабораторного гидроакустического исследовательского комплекса. — 13 с., 6 рис.

Описаны усилители сигнала раскачки пьезоизлучателей аппаратного обеспечения гидроакустического исследовательского комплекса, предназначенные для усиления кратковременных сигналов с амплитудной, частотной и фазовой модуляцией на частоте 1 МГц. Особенностью линейного усилителя сигналов с амплитудной модуляцией является применение усилителя с токовой обратной связью, характеризующегося высокими скоростными свойствами. Особенность ключевого усилителя сигналов с постоянной амплиту-

дой (частотная и фазовая модуляция) — это применение оптопар в схеме формирователя управляющих импульсов выходных MOSFET (metal-oxide-semiconductor field effect transistor), что обеспечило симметрию импульсов. Высокая скважность усиливаемых сигналов позволила избежать необходимости в специальных теплоотводах и выполнить простую и компактную реализацию схем. Коэффициент усиления линейного усилителя составил 18 дБ, максимальная амплитуда выходного сигнала — 80 В, ключевого — 26 дБ и 200 В соответственно. Приведены конкретные схемотехнические решения.

Шиянов А.А., Сеннов Ю.М., Чистилин С.В., Мустафа Г.М., Гусев С.И., Карпинский В.Н., Ходжибагян Г.Г., Шурыгин А.А., Травин Н.В. Прецизионный источник тока с накопителем энергии для питания сверхпроводящих структурных магнитов бустера комплекса NICA. — 17 с., 12 рис.

Прецизионный источник тока типа ПИТ11-260 мощностью 2.2 МВт предназначен для питания сверхпроводящих структурных магнитов Бустера коллайдерной установки NICA, создаваемой в Объединенном институте ядерных исследований. Источник формирует периодические импульсы тока трапецевидной формы амплитудой до 10 кА с точностью 0.001–0.01%. Источник выполнен на основе модульных многоуровневых транзисторных преобразователей напряжения в комбинации с емкостным накопителем энергии на 6.1 МДж, обеспечивающим снижение влияния мощной импульсно-периодической нагрузки на сеть общего пользования и снимающим проблему проникновения возмущений из сети в цепи питания сверхпроводящих магнитов.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Герасимов В.В., Никитин А.К., Лемзяков А.Г. Планарный интерферометр Майкельсона на поверхностных плазмонах терагерцевого диапазона. — 24 с., 3 рис.

Представлены оптическая схема и технические характеристики терагерцевого планарного интерферометра Майкельсона на поверхностных плазмонах. Описана методика определения комплексного показателя преломления поверхностных плазмонов ($\tilde{n}_s = n_s + ik_s$) по регистрируемым интерферограммам. Представлены результаты тестовых измерений на плоских поверхностях с золотым напылением, покрытых слоями ZnS толщиной от 0 до 3 мкм, с использованием мощного когерентного излучения Новосибирского лазера на свободных электронах на длине волны $\lambda_0 = 141$ мкм. По результатам измерений найдено значение эффективной диэлектрической проницаемости поверхности напыленного золота, которое оказалось на порядок меньше, чем у кристаллического золота. Путем анализа энергетических потерь в плазмонном интерферометре выполнена оценка его динамического диапазона по мощности излучения (10^6 – 10^8), необходимого для измерений на образцах с разными $\tilde{n}_s$, а также предложены пути повышения отношения сигнал/шум путем оптимизации элементов оптической схемы и детектора.

Дорошкевич С.Ю., Воробьев М.С., Торба М.С., Гришков А.А., Коваль Н.Н., Сулакин С.А., Шугуров В.В., Леванисов В.А. Эффективный способ генерации и вывода электронного пуч-

ка в атмосферу в широкоапертурном ускорителе на основе ионно-электронной эмиссии. — 12 с., 10 рис.

Представлен новый способ повышения коэффициента вывода электронного пучка в атмосферу для ускорителей с несамостоятельным высоковольтным тлеющим разрядом, характеризующийся высокочастотной (десятки килогерц) генерацией вспомогательного разряда. Повышение эффективности вывода пучка в атмосферу достигается путем использования импульсного вспомогательного тлеющего разряда орбитронного типа и управления коэффициентом заполнения импульсов этого разряда при стабилизации среднего значения его тока. На примере исследуемого ускорителя показана возможность повышения коэффициента вывода на 0.3 относительно режима с постоянным током.

Ефимов Н.Е., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Крат С.А., Пришвицын А.С., Алиева А.И., Савёлов А.С., Кирко Д.Л., Салахутдинов Г.Х. Измерение спектра мягкой компоненты рентгеновского излучения плазмы на токамаке МИФИСТ-0. — 11 с., 4 рис.

Представлена методика и результаты измерения спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы на малом сферическом токамаке МИФИСТ-0. Измерения проводились методом “серых” фильтров с использованием многоканального спектрометра на основе термолюминесцентных детекторов фторида лития LiF (Mg, Ti). Данная методика позволила провести исследование рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне квантов 0.2–15 кэВ. Получен спектр мягкой компоненты рентгеновского излучения.

Завьялова М.А., Солдатенко А.В., Кокарев С.А. Прецизионный датчик положения для оперативного контроля лазерного синтеза микроструктур на трехмерных поверхностях оптических материалов. — 12 с., 10 рис.

Представлены результаты компьютерного моделирования прецизионного датчика положения на основе ножа Фуко для автоматической фокусировки излучения в ходе высокоскоростных лазерных технологических процессов, приведены результаты его внедрения и испытания на промышленных предприятиях в составе круговых лазерных записывающих систем. Данный датчик встраивается в лазерные комплексы для микроструктурирования поверхности оптических материалов и позволяет определять их положение с высоким разрешением (погрешность не превышает 0.1 мкм).

Заровский А.И., Андреев С.В., Воробьев Н.С., Горностаев П.Б. Искажения фокусировки в электронно-оптической камере на высоких скоростях развертки. — 8 с., 3 рис.

Проведены измерения временного и пространственного разрешения электронно-оптической камеры PS-1/S1 в зависимости от скорости развертки. Камера имеет электронно-оптический преобразователь ПИФ-01 с отклоняющими пластинами развертки конденсаторного типа. Показано, что получение минимальной полуширины пространственно-временной аппаратной функции по двум взаимно перпендикулярным направлениям (времени и пространству) может быть достигнуто подбором оптимального напряжения на фокусирующем электроде. Экспериментально определена разница оптимальных статических и

динамических напряжений фокусировки по пространству и времени, которая составила 450 В для скорости развертки $1.56 \cdot 10^{10}$ см/с. Выполнено компьютерное моделирование процессов, влияющих на оптимальное разрешение.

Кизириди П.П., Озур Г.Е. Увеличение энергии в импульсе радиально сходящегося низкоэнергетического сильноточного электронного пучка. — 8 с., 4 рис.

Исследованы энергетические характеристики сильноточной электронной пушки с радиально сходящимся электронным пучком. Катодный узел пушки состоял из одной или двух кольцевых секций с внутренним диаметром 8 см, каждая из которых включала 18 резистивно развязанных дуговых источников плазмы, инициируемых пробоем по поверхности диэлектрика. Показано, что электростатическое экранирование, препятствующее выходу электронов и ультрафиолетового излучения из катодной и анодной плазмы в пространство за катодом, снижает вероятность развития пробоя вдоль резисторов дуговых источников плазмы и позволяет примерно вдвое увеличить энергию пучка, выделяемую в аноде. В двухсекционном варианте катодного узла ширина автографа пучка на аноде (следа оплавления) составила около 7 см при аксиальном расстоянии между центрами секций 4 см.

Котов В.М. Управляемое сведение лучей с разными длинами волн посредством акустооптической брэгговской дифракции. — 11 с., 6 рис.

Предложен метод управляемого сведения лучей с разными длинами волн посредством акустооптической (АО) брэгговской дифракции. Приведена методика расчета параметров дифракции двух лучей на одной акустической волне в одноосном кристалле, позволяющая определить условие сведения лучей. Расчеты продемонстрированы на примере сведения лучей с длинами волн 0.514 и 0.633 мкм в одноосном кристалле парателлурита посредством АО-взаимодействия с «медленной» акустической волной. Выполнены эксперименты, подтвердившие основные теоретические выводы.

Мамаев А.И., Мамаева В.А., Беспалова Ю.Н., Баранов П.Ф. Оборудование для изучения импульсных микроплазменных процессов в водных растворах. — 10 с., 7 рис.

Разработано оборудование и программное обеспечение для проведения потенциометрических, амперометрических, вольт-амперометрических измерений во время импульсного микроплазменного оксидирования в водных растворах электролитов. Комплексная установка позволяет определять скорости плазменных и электрохимических процессов в растворах электролитов, потенциалы зажигания и гашения плазменных разрядов, постоянную времени переходного процесса, а также исследовать влияние гидродинамических факторов, определять толщину покрытия и тип сплава.

Оздиев А.Х., Сырякин В.И. Контурный метод томографического сканирования с идентификацией дефектов при помощи компьютерного зрения. — 9 с., 14 рис.

Исследование крупногабаритных объектов является одной из самых распространенных проблем рентгеновского томографического сканирования, решение которой требует применения более мощных источников излучения, сложной дорогостоящей мехатроники, а также детекторных устройств большого размера, что, несомненно, ведет к кратному удорожанию самой рентгеновской установки. В данной статье представ-

лен один из возможных методов решения данной проблемы, суть которого заключается в сканировании объектов по их контуру. Такой подход способен сильно сократить стоимость комплектующих рентгеновской установки. В то же время подход обладает существенным ограничением: наличием большого числа артефактов, которые не позволяют с достаточной достоверностью детектировать дефекты. Данную проблему предложено решить при помощи машинного обучения.

Пушкарёв А.И., Полисадов С.С. Формирование анодной плазмы в электронном диоде со взрывоэмиссионным катодом. — 14 с., 7 рис.

Представлены результаты исследования планарного вакуумного диода со взрывоэмиссионным катодом в процессе генерации импульсного электронного пучка (250–400 кэВ, 100 нс, 150 Дж в импульсе). Выполнено моделирование формирования анодной плазмы при электронно-стимулированной десорбции молекул и ударной ионизации в анодном газовом слое. Суммарный заряд электронов анодной плазмы составил $\approx 10\%$ от заряда электронного пучка и соответствует расчетным при сечении электронно-стимулированной десорбции $(0.5\text{--}2) \cdot 10^{-14}$ см². Полученные значения превышают данные других исследователей вследствие учета вклада ионизации адсорбированных молекул в их десорбцию. Показано, что термическая десорбция молекул с поверхности анода и электронная дегазация материала анода вносят незначительный вклад в формирование анодного газового слоя.

Сандуляк А.А., Сандуляк Д.А., Полисмакова М.Н., Ершова В.А., Сандуляк А.В. Расширение возможностей магнитометра с полюсами-полусферами. — 12 с., 5 рис.

Описан модернизированный магнитометр, работающий на пондеромоторном принципе, в котором специально используемые полюса сферической формы создают неоднородное магнитное поле с зонами с практически постоянными значениями магнитного градиента (MG) и/или магнитного силового фактора (MFF) в окрестностях экстремумов координатных зависимостей MG и MFF. Зоны MG_{const} и MFF_{const} фиксируемые в магнитометре ограничителями в виде управляемых маркеров (лазерных), имеют индивидуальные значения координат их условных центров x_{extr} и протяженностей Δx с допускаемой погрешностью изменения данных MG и MFF в пределах таких зон. Показано, что при разных взаимных расстояниях между полюсами-полусферами диаметром D зона MFF_{const} в сравнении с зоной MG_{const} располагается (по x_{extr}/D) на треть ближе к межцентральной линии полюсов-полусфер и является настолько же менее протяженной (по $\Delta x/D$).

Сошенко В.В., Кожокару И.С., Большедворский С.В., Рубинас О.Р., Козодаев А.М., Дрофа С.М., Вилужанина П.Г., Примаков Е.А., Смолянинов А.Н., Акимов А.В. Двухчастотный резонатор для возбуждения сверхтонких переходов в азотно-вакансионном центре окраски в алмазе. — 8 с., 7 рис.

Представлены результаты разработки двухчастотного резонатора для частот 4.95 и 7.1 МГц, соответствующих частотам сверхтонких переходов основного состояния азотно-вакансионного центра окраски в алмазе. Продемонстрирована работоспособность резонатора путем наблюдения осцилляций Раби. Амплитуда переменного магнитного поля составила 1.6 и 1 мТл

для частот поля 4.95 и 7.1 МГц соответственно при мощности на входе резонатора 0.3 Вт.

Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикун С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Салахутдинов Г.Х. Исследование энергетической компоненты рентгеновского излучения горячей точки на установке X-пинч. — 7 с., 5 рис.

Описана методика и приведены основные экспериментальные результаты исследования пространственной структуры плазменных объектов гибридного X-пинча в диапазоне рентгеновского излучения. Представлены результаты измерений спектральных характеристик источников рентгеновского излучения плазменных объектов. Исследования проведены с использованием термолюминесцентных детекторов на основе фторидов лития LiF(Mg,Ti).

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Abbasian Motlagh Mehdi, Rastegarza-deh Gohar. Simulation of a typical Wolter-I X-ray telescope using the Geant4 toolkit. — 8 p., 5 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Wolter-I is the most common optics in X-ray telescopes. In addition to using high-reflectivity mirrors, it is necessary to use more than a single Wolter-I shell and an appropriate number of shells in a telescope structure to collect the highest number of photons at the detector position. By considering various parameters such as the weight of the telescope, the desired wavelength range, and the available technology, the proper number of Wolter-I shells and their specifications can be determined.

In the present work, using our Genant4-based X-ray telescope simulation application, we have simulated an X-ray telescope with 58 shells similar to XMM-Newton telescope. Based on the characteristics of XMM-Newton telescope, we developed a set of procedures to define the properties of the shells and constructed them in the application. The performance of the simulated telescope in collecting specified X-rays has been investigated. We executed the application at five energies, including 1, 2, 3, 4, and 5 keV. These energies are in the energy range in which XMM-Newton mirrors are most efficient. We also investigated the telescope's performance for some widely used materials as the surface of mirrors with a thickness of one nanometer. The simulation results confirmed that the presence of more shells with different radii increases the telescope's ability to collect photons over a broader range of energy. Also, the simulated telescope performed better for shells with smaller radii for every material and in all the energies.

Qindong Sun, Chao Wang, Hongkun Zhou. An acoustic profiling buoy used for deepsea noise observation. — 7 p., 4 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

A novel acoustic profiling buoy has been developed for undersea noise collection by integrating an acoustic vector sensor (AVS) with an ARGO buoy. Noise measurements involving acoustic pressure and particle velocities are performed via the combined AVS that consists of a hydrophone, a triaxial piezoelectric accelerometer, and inner attitude sensors. Calibrated sensitivities of scalar and vector sensors are -191.5 dB (0 dB re 1 V/ μ Pa) and 2.85 V/g, respectively. A dedicated acoustic signal processor based on an FPGA and a DSP is installed inside the buoy to achieve data collection, processing, and storage. In addition, the

acoustic profiling buoy can dive down and rise up between the sea surface and the submersion depth of 2000 m via a buoyancy adjustment unit under the control of microcontroller unit. Communications including commands download and data upload on the sea surface, can be accomplished through Beidou system.

Yan Wang, Zherui Wang, Yilin Wang. Non-cooperative underwater acoustic Frequency hopping signal receiving system and azimuth estimation method based on single acoustic vector sensor. — 8 p., 5 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

A receiver system and azimuth estimation method for non-cooperative underwater acoustic frequency hopping (FH) signal are proposed. Using single acoustic vector sensor as receiver, the time-frequency information and spatial information are combined by constructing space-time-frequency distribution matrix. Then the time-frequency ridge line is extracted by neural network, and the energy extracted from the time-frequency ridge line is integrated with time. Finally, the target azimuth is estimated based on the principle of complex acoustic intensity method. Simulation analysis and experimental results show that the proposed method can effectively estimate the azimuth of the non-cooperative underwater acoustic FH signal under the condition of low signal-to-noise ratio (SNR). The root mean square error of azimuth estimation is less than 1° under the condition $\text{SNR} > -10$ dB, which improves the azimuth estimation performance of the traditional complex acoustic intensity method.

Yan-Cheng Ye, Yan-Shan Zhang, Tsair-Fwu Lee, Jia-Ming Wu. The Determination of Virtual Source Position using Poka-Yoke concept to minimize mistakes for Scanning-Passive Scatter Beam in Carbon Ion Therapy. — 18 p., 3 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

We developed a mistake-proofing technique (Poka-Yoke) capable of dealing with the virtual source position delivered by different carbon ion energies for scanning-passive scatter beam in carbon ion therapy. Despite a lot of methods that have been proposed for the determination of virtual source position for electron beam therapy in a linear accelerator and proton beams, none for heavy charged particles-like carbon ions have been investigated. The method can be also used for electron and the proton beams.

Башкуев Ю.Б., Аюров Д.Б., Шунков А.Д. Многоканальная установка для исследования гидроэлектродинамических явлений, возникающих при набегании волн на береговую линию озера Байкал. — 7 с., 5 рис.

На береговой линии оз. Байкал, вблизи с. Горячинск, проведены испытания установки для исследования взаимосвязи между волновыми гидродинамическими и электрическими процессами. Рассмотрены аппаратура и методика измерений. Представлены результаты измерений при различных условиях волнового процесса. Физика явления относится к классу гидроэлектродинамических эффектов. Фильтрационное естественное электрическое поле связано с движением набегающей байкальской волны в пористом песке. При движении пресной воды в пористой среде образуется электрическое поле.

Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Мещеряков А.А. Навигационные групповые радиооптические отражатели кругового действия. — 13 с., 10 рис.

Разработаны конструкции навигационных групповых радиооптических отражателей кругового дей-

ствия. Приведены результаты экспериментальных исследований их характеристик рассеяния в составе плавучего буйа. Получены сравнительные оценки дальности видимости плавучих буйев, оборудованных групповыми радиооптическими отражателями, в оптическом и радиолокационном диапазонах длин волн. Экспериментальные исследования проводились в Обском бассейне внутренних водных путей — на реках Обь и Томь.

Векшин Ю.В., Зотов М.Б., Лавров А.С., Поздняков И.А., Хвостов Е.Ю., Чернов В.К. Широкополосная приемная система для радиointерферометра нового поколения. — 14 с., 11 рис.

Рассмотрены основные принципы работы и особенности конструкции разработанной в ИПА РАН широкополосной приемной системы, работающей на ортогональных линейных поляризациях в диапазоне частот 3–16 ГГц с шириной полосы выходных частот 2 ГГц. Приведены результаты измерений параметров приемной системы и характеристик радиотелескопа РТ-13, оснащенного разработанной приемной системой.

Желтоножская М.В., Черняев А.П., Юсюк Д.А., Балаба Ю.О. Фотоактивационный подход к определению долгоживущих изотопов никеля в конструкционных материалах АЭС. — 15 с., 6 рис.

Разработан фотоактивационный метод определения активности долгоживущих изотопов никеля по активности ^{60}Co в металлических конструкционных материалах активной зоны реакторов. Погрешность представленного метода составляет 5–10%, чувствительность 0.5 Бк/г при использовании полупроводниковых γ -спектрометров с детекторами из сверхчистого германия. Предлагаемый подход позволяет значительно упростить идентификацию, контроль и паспортизацию металлических конструкционных материалов на стадии снятия реактора с эксплуатации, а также существенно снизить стоимость этих работ по сравнению с радиохимическими методами.

Казаков В.В., Каменский В.А. Дистанционный индикатор температуры торца оптоволокну для задач лазерной хирургии. — 8 с., 2 рис.

Для лазерного скальпеля разработан метод контроля температуры на торце его оптоволокну с конвертером путем возбуждения в нем ультразвуковых импульсов продольных и изгибных волн и измерения времени задержки их распространения. Для возбуждения в сердцевине оптоволокну ультразвуковых волн на частоте 1.1 МГц с помощью пьезоэлемента из ЦТС-19 использовался метод клина. В качестве материала клина использовался сплав Розе, а для его закрепления на защитной оболочке оптоволокну — навитая на нем тонкая проволока. Измерение задержек ультразвуковых импульсов определялось методом стробирования сигналов для дальностей локаций, соответствующих отражению от рабочего торца оптоволокну. При превышении установленных значений температур вырабатывается цифровой сигнал для звуковой сигнализации и для схемы управления лазером для уменьшения мощности излучения.

Конюхов А.И. Бездисперсионный оптический датчик газа с временным разделением опорного и измерительного сигналов. — 13 с., 6 рис.

Описана конструкция бездисперсионного оптического инфракрасного датчика газа с двумя источниками инфракрасного излучения и одним приемником. Демонстрируется работа устройства с временным раз-

делением измерительного и опорного сигналов. Для контроля старения источников излучения используется фототранзистор. Датчик предназначен для определения концентрации метана в воздушно-газовой смеси с объемной долей метана не более 2.2%. Предложенная конструкция позволяет определять концентрацию с точностью $\pm 0.1\%$ объемной доли метана в диапазоне температур от -20 до $+50^\circ\text{C}$ при скорости изменения температуры не более $2^\circ\text{C}/\text{мин}$.

Малышев Р.В., Силина Е.В. Люминометр. Принцип работы, устройство и рекомендации при сборке. — 9 с., 11 рис.

Описано устройство и принцип работы люминометра, предназначенного для определения концентрации пероксида водорода в водных растворах, посредством измерения интенсивности светового потока. Обозначены ключевые моменты, на которые следует обратить внимание при изготовлении прибора. Описаны результаты лабораторных испытаний, согласно которым в диапазоне концентраций пероксида водорода от 0.12 до $1.95 \cdot 10^{-6}$ М сохраняется линейная зависимость ($r^2 = 0.97$) интенсивности сигнала от концентрации H_2O_2 . Представлены результаты измерения содержания пероксида водорода в листьях пшеницы в процессе деэтиоляции.

Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П., Коврижных А.М. Оптимизация бесспарационного трехфазного расходомера нефть–вода–газ горизонтальной ориентации с двухизотопным гамма-плотномером. — 19 с., 9 рис.

Вероятно, впервые представлена информация о характеристиках бесспарационных трехфазных расходомеров нефть–вода–газ горизонтальной ориентации, связанная с оптимизацией конструкции по результатам экспериментальных исследований одноизотопных и двухизотопных γ -плотномеров и комбинированного конического сужающего устройства (СУ), состоящего из двух последовательно установленных конусов различных размеров. Эксперименты проводились как на смесях “реальная нефть–газ–соленая вода” на стенде фирмы TUV SUD NEL, г. Глазго, так и на модельных потоках “эксол–газ–пресная вода” на эталоне многофазных потоков ГЭТ195–2011 во ВНИИР, г. Казань, для типичных расходомеров с номинальным диаметром DN 100. Показано, что γ -плотномер целесообразно устанавливать в сечении с промежуточным диаметром $D = 70$ мм, в качестве измерительного СУ использовать конус 70/50 мм, а конус 100/70 мм применять для предварительного ускорения потока с целью уменьшения разнообразия режимов течения двухфазных и трехфазных потоков в измерительном СУ и в проточной части γ -плотномера. Это позволяет существенно улучшить характеристики макета расходомера. Проведено сравнение некоторых полученных характеристик с характеристиками известного вертикального аналога Vx Schlumberger и представлены варианты конструкций усовершенствованного горизонтального трехфазного расходомера, позволяющих также увеличить срок его службы и повысить рабочее давление.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Prem Ranjan, Atanu Chowdhury. Comparative study of IDC sensor's geometrical effect, performance,

and frequency behaviour with water level detection. — 13 p., 4 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Fringe field capacitive sensors with interdigitated electrodes allow non-invasive measurements. The design of the fringing electric field and analytical characteristics of four different geometrical shaped capacitive sensors for water level measurement have been covered in this work. The work aims to explore the effect of the geometrical shape of IDC sensors, compare the performance of all the designed sensors, characterize their frequency behaviour and establish the best suitable sensor for water level measurement. All statistical calculations were undertaken for the goodness of fit for the proposed sensor's model. The experiments were performed in the laboratory by immersing the sensor inside the container containing still tap water. The result obtained was promising since the measurement of all the proposed sensors fitted the experimental data for a measured frequency range with a satisfactory determination of the coefficient of the R-square value. Archimedean spiral sensor performance is found to be best at all statistical criteria (R-square > 0.99, percent NRMSE < 1.56, standard deviation, and uniformity) for the level measurement. The experimental report shows that the sensitivity of the spiral sensor is 0.0533 to 0.055 nF/cm.

Serdar Altinkaya, Alper Bayrak, Nihat Daldal, Osman Eren Özdiil. Stable Measurement System for Platinum Resistance Temperature Detector. — 10 p., 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Stable and precise temperature measurement is crucial for thermodynamic applications. The stability and precision of the measurement depend on the sensor type and measurement method. In industrial applications, Platinum Resistance Temperature Detectors (RTD) are widely preferred. In this study, stable and precise temperature measurement methods by using the platinum RTD PT1000 sensor are investigated. Measurement methods are considered as measurement circuits and digital filter applications, separately. Experimental studies were evaluated on a household-type oven and comparative results are presented.

Ying-Xin Liang. Large-Bandwidth High-Gain Low-Noise Transimpedance Amplifier for Scanning Tunneling Microscope. — 13 p., 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In this work, a design of large-bandwidth high-gain low-noise transimpedance amplifier (TIA) for scanning tunneling microscope (STM) is proposed. The simulations show that the proposed TIA has the bandwidth higher than 200 kHz, two orders of magnitude higher than those of conventional commercial TIAs for STM. At low frequencies, the noises of the proposed TIA are almost the same as the conventional commercial ones with the same transimpedance gain. At high frequencies, its calculated input equivalent noise voltage power spectral density (PSD) is 40 (nV)²/Hz and its input equivalent noise current PSD is 3.2 (fA)²/Hz at 10 kHz. The corresponding values are 23 (nV)²/Hz and 88 (fA)²/Hz at 100 kHz. The STM with the proposed TIA can meet the needs of fast high-quality STM imaging measurements and fast high-energy-resolution scanning tunneling spectra measurements for the low-conducting materials, such as complex organic systems and wide bandgap semiconductors.

Аксенов О.И., Фукс А.А., Волков Н.А., Аронин А.С. Метод проведения усталостных испытаний тонких проволок. — 7 с., 4 рис.

В рамках данной работы разработан новый метод усталостных испытаний на растяжение тонких микро-

проводов и проволоки, соответствующий ГОСТ 25.502-79. Разработанный метод проверен на аморфных микропроводах состава Fe_{77.5}Si_{7.5}B₁₅ в стеклянной изоляции. Установлено, что режим деформирования в интервале напряжений от 0 до 700 МПа соответствует долговечному использованию исследованных микропроводов (миллионы циклов). Кроме того, изученные микропровода способны выдержать сотни тысяч циклов растяжения при напряжениях от 700 до 1100 МПа.

Бакулин И.А., Кузнецов С.И., Панин А.С., Тарасова Е.Ю. Устройство для поляризации полимерных пленок в поле поверхностного коронного разряда барьерного типа. — 9 с., 5 рис.

Описано устройство для поляризации полимерных пленок в электрическом поле поверхностного коронного разряда барьерного типа, рассмотрены особенности его работы. Продемонстрирована возможность получения равномерного распределения потенциала осажденных на поверхности полимера зарядов. С использованием метода рентгенофазового анализа показано, что предложенный способ поляризации позволяет создавать электрическое поле на поверхности композиционной пленки поливинилиденфторид + ЦТС-керамика, напряженность которого достаточна для инициирования фазового перехода $\alpha \rightarrow \beta$ в полимере.

Ермалицкий Ф.А., Ермалицкая К.Ф., Лукьянов В.Н., Вязников А.Н., Кирпиченко Р.В., Мамаева Г.А., Радько А.Е., Самцов М.П., Филипова О.А. Временные характеристики одноэлектронных фотоумножителей ФЭУ-175, ФЭУ-186 с джиттером 0.4 нс.

Представлены результаты исследований временных характеристик (счетных, распределений амплитуд одноэлектронных импульсов, разброса времени прохождения сигналов (джиттера) на разных длинах волн) быстродействующих фотоумножителей ФЭУ-175 и ФЭУ-186 производства АО ЦНИИ "Электрон" (Санкт-Петербург). ФЭУ-175 и ФЭУ-186 соответственно оснащены бишелочным и мультишелочным фотокатодами, их рабочий спектральный диапазон составляет 250–650 и 250–800 нм соответственно. Усиление сигналов обеспечивает 14-диодная система умножения, при этом время нарастания импульсной характеристики ФЭУ не превышает 1.5 нс, а джиттер составляет около 0.4 нс. Данные ФЭУ могут использоваться в качестве фотодетекторов в одноквантовых кинетических спектрометрах с субнаносекундным разрешением и в других быстродействующих оптоэлектронных регистраторах.

Зеленков В.А., Лебедев М.Е., Рудый А.С., Чурилов А.Б. Твердотельный миниатюрный термостат с программным управлением. — 10 с., 5 рис.

Описана конструкция лабораторного твердотельного термостата на элементах Пельтье с диапазоном рабочих температур от –50 до +90°C, выполненного на современной элементной базе. Образцами могут быть пленки, фрагменты кремниевых пластин с исследуемыми структурами и другие миниатюрные объекты с литеральными размерами до 15 × 15 мм. Толщина образцов ограничивается теплопроводностью их материала и может достигать 3 мм.

Ищенко А.Н., Буркин В.В., Касимов В.З., Дьячковский А.С., Чупашев А.В., Саммель А.Ю., Рогаев К.С., Сидоров А.Д., Майстренко И.В., Корольков Л.В., Бураков В.А., Саморокова Н.М. Адаптация гидробаллистического

стенда для испытаний малогабаритных метательных установок. — 7 с., 5 рис.

На основе баллистического проектирования выполнена оценка габаритов метательной установки с длиной ускорительного канала 20 см. Проведена адаптация гидробаллистического стенда к проведению испытаний малогабаритных метательных установок. С использованием малогабаритной метательной установки реализованы режимы входа в воду ударников через воздушный участок и непосредственно из ускорительного канала.

Семенов Э.В., Малаховский О.Ю. Измерение малых потерь на поляризацию полупроводникового материала в готовых диодах. — 12 с., 7 рис.

Рассмотрен способ измерения потерь на поляризацию полупроводникового материала в области пространственного заряда готового диода. Показано, что измерение может быть выполнено методом сравнения с мерой емкостной добротности при помощи измерителей импеданса общего применения в лабораториях без стабилизации микроклимата и экранирования электромагнитных полей. Для исключения дрейфовой погрешности в этих условиях предлагается многократное регулярное переключение объекта измерения и меры. В результате тангенс угла потерь на поляризацию величиной $1.9 \cdot 10^{-4}$ удалось измерить с погрешностью $\pm 16\%$.

Старчиков С.С., Фунтов К.О., Заяханов В.А., Фролов К.В., Клёнов М.Г., Бондаренко И.Ю., Любунин И.С. Модернизированный безжидкостный гелиевый криостат замкнутого цикла для мессбауэровских исследований. — 16 с., 9 рис.

Одной из проблем при использовании криостатов замкнутого цикла для прикладных и фундаментальных научных исследований остается передача механических вибраций на исследуемый образец. Особенно это актуально для мессбауэровской спектроскопии и оптических методов исследований, так как в таком случае это приводит к уширению спектральных линий. В данной работе представлены различные инженерные подходы для снижения механических вибраций, передаваемых на образец, в криостатах замкнутого цикла, в частности, при проведении мессбауэровской спектроскопии. Проведен анализ уширения спектральных линий эталонного поглотителя — фольги α -Fe, а также выполнено сравнение спектров высококачественного монокристалла FeVO_3 до и после модернизации криостата. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых и усовершенствовании существующих криостатов.

Трегубенко А.А., Мелик-Шахназаров В.А., Стрелов В.И., Безбах И.Ж. Динамические характеристики активных двухконтурных виброзащитных устройств с подавленным резонансом несущей плиты. — 11 с., 5 рис.

Исследованы динамические характеристики активных виброзащитных устройств, состоящих из несущей плиты (установленной на упругих опорах), симметричной группы акселерометров, сервисных двигателей и электрических цепей, отдельно управляющих шестью модами колебаний плиты. Система характеризуется понижением фазы на 180° в области механического резонанса плиты и таким же понижением фазы, вызванным электромеханическим резонансом сервисных двигателей. Для того чтобы фазовые ограничения не снижали эффективность устройства (ширину активного диапазона частот, коэффициент пропускания вибраций), разработаны двухконтурные цепи управления, подавляющие резонанс несущей плиты. В таких устройствах достигаются следующие параметры: коэффициент пропускания шумов ≈ -60 дБ, активный диапазон частот 0.2–400 Гц для наземных лабораторных/цеховых применений и 0.02–200 Гц для применения на космических аппаратах.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Igbiginigie Philip Idehen, Qingyu You. Development of a Low-cost Seismograph with Trigger System for Geoscience Education. — 9 p., 6 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Young geoscience students in developing countries, using Nigeria as a case study grow up with little or no idea on the working principle behind expensive and imported seismographs during field work. To proffer solution to this problem, seismographs need to be designed locally using low-cost materials. The proposed seismograph is made up of a single channel, it uses Arduino microcontroller which controls the data acquisition system and trigger system to initiate the seismic data acquisition. A user-friendly application was designed using LabVIEW to monitor the seismic waveforms on a personal computer. The cost of the seismograph was as low as 70 US dollars. Its applications are to promote geoscience education among young geophysicist, and can even be extended to Physics laboratory experiments. The seismograph is not recommended for seismic exploration, but rather it is a template for understanding its working principle.

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

EDN: UYEQJU

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах.

В 2022 г. наш журнал открывает новый раздел по тематике “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”. Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ. Мы надеемся, что авторы этого раздела будут представлять не только текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами. Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как “дополнительные материалы” к статье (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>).

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте <https://link.springer.com/> (для англоязычных журналов) и <https://elibrary.ru> (для русскоязычных журналов).

Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор

сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описанием достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: <http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них — 2 страниц и 1 рисунок, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунок на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/> (русская версия) и <https://www.pleiades.online/ru/journal/instr/authors-instructions/> (английская версия). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях”, должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/>, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (<https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/>). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции (instr@pleiadesonline.com). Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следо-

вать инструкциям по ссылке <https://www.pleiades.online/ru/authors/openaccess/how-to-publish/>

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственный за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть пре-

дельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании. Аббревиатура строчными буквами с точками — это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существовавшего с 1956 года.

7. **Список литературы.** Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство, место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан **ПОЛНЫЙ** перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии **иллюстраций или таблиц** располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисовочная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны

располагаться последовательно и иметь общую подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>. Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем — 3–5 мм, отдельные точки — 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом — 1; 5.6 кОм — 5.6 к; 2.0 МОм — 2 М; 1.1 ГОм — 1.1 Г; 15 пФ — 15 п; 2.2 нФ — 2 н; 1.0 мкФ — 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>).

9. К статье должен быть приложен список специальных терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/>

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/text> и <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/>.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отре-

дактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: <http://get.adobe.com/reader>. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов**, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/electronic-proofreading/>