

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 2, 2026

Рентгеновская спекл-визуализация в ближнем поле (обзор)

В.В. Лидер

4

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение выходов радиоизотопов иридия ^{189}Ir , ^{190}Ir , ^{192}Ir и платины ^{188}Pt , ^{189}Pt , ^{191}Pt при облучении “толстой” мишени из природного металлического иридия ядрами ^1H

*Т.М. Фазлиев, Р.А. Алиев, В.А. Загрядский, Е.С. Кормазева, К.О. Королев, Т.М. Кузнецова,
А.В. Курочкин, В.И. Новиков, И.Н. Попов*

28

Система регистрации быстрого детектора нейтронов

П.В. Зубарев, А.Н. Квашнин, В.В. Поросев, С.Ю. Таскаев, В.А. Хильченко, С.В. Шукин

33

Разработка метода получения изотопа ^{37}Ag для калибровки двухфазного эмиссионного детектора на жидком аргоне

*Д.Ю. Акимов, Ф.Б. Ата-Курбонова, В.А. Белов, А.И. Болоздыня, А.Г. Коваленко, А.М. Коновалов,
В.Н. Корноухов, А.В. Кумпан, А.В. Лукьяшин, А.Ю. Пресняков, О.Е. Разуваева, Г.Е. Симаков,
В.В. Сосновцев, А.В. Шакиров, Д.И. Юрков*

38

Исследование характеристик амплитудно-временного нейтронного детектора на космическом излучении

С.М. Ахмад, В.А. Басков, А.И. Львов

44

Сравнение эффективности крупногабаритных сцинтилляционных счетчиков на основе вакуумных и кремниевых фотоумножителей

*В.В. Бреховских, Н.Е. Воронков, А.М. Горин, В.А. Дятченко, С.В. Евдокимов,
А.А. Зайцев, В.И. Изучеев, А.К. Коноплянников, М.В. Медынский, В.И. Рыкалин,
С.А. Садовский, А.А. Шангареев*

49

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Коррекция нелинейных искажений сигналов в сверхширокополосных устройствах с использованием их модели в виде нелинейного рекурсивного фильтра

Э.В. Семенов, М.А. Назаров

60

Дифференциальный усилитель с компенсацией постоянного смещения по постоянному и переменному току

М.В. Степушкин, Д.С. Калёнов

69

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Влияние условий работы лавинного фотодиода на его шумовые параметры при работе в непрерывном режиме

*А.А. Анисимов, А.А. Белов, А.С. Козлов, П.А. Кринский, А.В. Медведев,
А.В. Петров, С.В. Розов, Н.А. Ушаков*

80

Стенд следящей адаптивной оптической системы с контуром опрежающей коррекции наклонов волнового фронта оптического излучения

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

88

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Радиометр для мониторинга солнечной активности на длине волны 10.7 см

Ю.В. Векшин, М.Б. Зотов, А.С. Лавров, Е.Ю. Хвостов

98

Электронный спектрометр ЭЛСПЕК для перспективных космических миссий

*А.И. Петух, Д.А. Моисеенко, А.А. Матюхин, Р.Н. Журавлев,
А.Ю. Шестаков, О.Л. Вайсберг*

107

Имитация рентгеновского излучения астрофизических источников при наземной калибровке космических телескопов

*Н.П. Семена, А.Ю. Ткаченко, М.В. Бунтов, А.Г. Глушенко, А.В. Кривченко, М.В. Кузнецова,
В.В. Левин, В.А. Липилин, А.А. Лутовинов, С.В. Мольков, В.Н. Олейников, А.А. Ротин,
Д.В. Сербинов, А.Л. Яскович*

112

Прототип мобильной системы для лазерной инженерии микробных систем на основе микрочип-лазера

Д.И. Ашихмин, Н.В. Минаев, В.И. Юсупов

126

Замедлитель из полиэтилена с объемным вкраплением висмута для бор-нейтронозахватной терапии

*Т.А. Быков, Г.Д. Верховод, И.С. Ибрагим, Д.А. Касатов, Е.О. Соколова,
Т.В. Шейн, С.В. Шукин, С.Ю. Таскаев*

133

Определение пьезопроводности пористого образца методом фильтрационных волн давления в лабораторных условиях

А.О. Храмов, М.Н. Овчинников, А.Г. Гаврилов

140

Опыт регистрации землетрясений Курило-Камчатской зоны субдукции распределенным акустическим зондированием

А.А. Шакирова, Д.В. Чебров, И.С. Ладыгин, А.Р. Сагирова, Д.А. Коваленко

147

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Быстродействующий экспозиционный затвор для сверхярких пучков синхротронного излучения источников поколения 4+

*П.С. Завьялов, Д.В. Скоков, М.С. Кравченко, Д.В. Карпов, О.М. Кутькин,
М.А. Завьялова, Е.Н. Денежкин*

158

Исследование частотных характеристик СИНИС-детекторов, интегрированных в планарные антенны субтерагерцевого диапазона

А.А. Гунбина, А.М. Чекушкин, В.С. Эдельман, Р.А. Юсупов, М.А. Тарасов

166

ПРИБОРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Стенд для исследования электрических и оптических характеристик межэлектродного промежутка при электроискровой обработке

С.В. Ильин, Н.А. Панькин

175

Аппаратно-программный комплекс на базе монохроматора МДР-4 для изучения фотоэлектрических характеристик оптических материалов

А.А. Хачатурова, А.А. Аракелян

177

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

179

РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКЛ-ВИЗУАЛИЗАЦИЯ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ (обзор)

© 2026 г. В. В. Лидер

*Отделение “Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова”
Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Российская Федерация, 119333, Москва, Ленинский просп., 59
E-mail: vallider@yandex.ru*

Поступила в редакцию 14.11.2025

После доработки 25.12.2025

Принята к публикации 12.01.2026

Изложены основные принципы и способы реализации рентгеновской спекл-визуализации в ближнем поле. Рассмотрены возможности метода для получения 2D- и 3D-изображений с абсорбционным, фазовым и темнопольным контрастами, а также для метрологии рентгеновской оптики.

DOI: 10.7868/S3034564226020013

1. ВВЕДЕНИЕ

Обычные рентгенографические изображения получают при прямом освещении, т.е. на основе абсорбционного контраста в светлом поле. Однако абсорбционного контраста часто бывает недостаточно для разрешения мелких деталей образцов, связанных с небольшими изменениями плотности или локальными деформациями. И тогда на помощь исследователю приходят методы фазово-контрастной и темнопольной визуализации. Фазово-контрастное изображение может дать превосходные результаты из-за его гораздо более высокой чувствительности к небольшим различиям в плотности исследуемого образца, в то время как изображение в темном поле возникает в результате малоуглового рассеяния на его структурных особенностях, которые не могут быть разрешены непосредственно напрямую детектором.

В настоящее время существует несколько мультимодальных методов, позволяющих одновременную реконструкцию абсорбционных, фазовых и темнопольных изображений из единого набора данных, в том числе методы на основе распространения [1], краевого освещения [2], на основе анализатора [3, 4], а также интерферометра Тальбота [5].

Однако большинство перечисленных методов визуализации включает сложные оптические элементы, такие как совершенные кристаллы, прецизионные решетки или сложные маски. Чтобы преодолеть эти ограничения, был предложен новый подход к мультимодальной рентгеновской визуализации — метод на основе спеклов [6, 7]. Этот метод основан на создании спекл-картины ближнего поля, создаваемой интерференцией рентгеновских лучей (РЛ), рассеянных содержащим случайные структуры диффузором, например таким, как наждачная бумага или мембрана биологического фильтра [8]. Когда образец помещается в пучок, спеклы смещаются и искажаются. Изменения положений и форм спеклов анализируются с помощью алгоритмов реконструкции изображений [9].

Феномен формирования спеклов существует как в дальнем, так и в ближнем полях. Однако важно отметить, что свойства этих двух типов спекл-рисунков принципиально различаются. В то время как спеклы в дальней зоне связаны с освещающим пучком, его размерами и длиной волны, в ближней зоне свойства спеклов тесно связаны с особенностями рассеяния, а размер спеклов не зависит от расстояния распространения и энергии пучка [10]. Благодаря осо-

бым свойствам ближнего поля размер спекла можно контролировать размером рассеивающих частиц, а искажения спекл-картины при распространении определяются только формой волнового фронта [8].

По сравнению с визуализацией на основе распространения, визуализация на основе спеклов, как оказалось, дает значительное улучшение в обнаружении медленно меняющихся фазовых градиентов. По сравнению с визуализацией на основе интерферометра Тальбота визуализация на основе спеклов имеет более простую и дешевую экспериментальную установку и позволяет избежать некоторых проблем, связанных с точной юстировкой и появлением артефактов [11]. С момента своего возникновения в 2008 году [8] и апробации на синхротронных источниках [6, 7, 12] фазово-контрастная и темнопольная визуализация на основе рентгеновских спеклов привлекла значительное внимание благодаря своей простой, надежной и гибкой экспериментальной схеме, экономической эффективности и относительно низким требованиям к пространственной и временной когерентностям [10]. Эти свойства также привели к переносу метода на полихроматические лабораторные источники [13] и его расширению от двумерной (2D) проекционной визуализации до реализации трехмерной (3D) томографии [14]. Кроме того, было показано, что рентгеновские спеклы ближнего поля могут также использоваться в метрологии для характеристики рентгеновской оптики [15].

2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКЛ-ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Когда исследуемый объект помещается в когерентный или частично когерентный рентгеновский пучок, спекл-структура создается в ближней области рентгеновского излучения ($z \leq 2\pi\xi d / \lambda$, где λ — длина волны, ξ — длина когерентности, d — средний размер рассеивающих частиц фазового диффузора), при этом размер спекла не зависит ни от расстояния до диффузора, ни от энергии рентгеновского излучения [16]. Это свойство позволяет использовать спеклы в качестве маркеров модуляции волнового фронта. В результате этого свойства легко реконструировать структурные особенности, присутствующие в образце, регистрируя два рисунка спеклов, созданных диффузором

в одном и том же положении. Один рисунок спеклов, называемый эталонным изображением, содержит только информацию о диффузоре, во время как другой рисунок спеклов, называемый изображением образца, содержит информацию как о диффузоре, так и об образце.

Спекл — это сумма массовых случайных независимо фазированных аддитивных сложных компонентов, которые имеют случайные амплитуды и фазы. Как правило, он возникает из-за диффузного рассеяния на шероховатой поверхности, например куске наждачной бумаги. Когда в ближней зоне одно зерно диффузора освещается когерентным пучком, генерируется концентрическая интерференционная картина полос, вызванная интерференцией между волной, рассеянной этим зерном, и прошедшей волной (рис. 1а). Основываясь на этой модели, спекл-картину можно рассматривать как суперпозицию многих интерференционных полос, возникающих из-за рассеяния на многих зернах диффузора (рис. 1в) [17].

Базовая установка для эксперимента по спекл-визуализации показана на рис. 2а. Рентгеновский пучок падает на диффузор 1, например на кусок наждачной бумаги, создавая случайную эталонную спекл-структуру в плоскости детектора. Заметим, что диффузор может быть расположен до или после образца в зависимости от условий эксперимента. Когда образец 2 вводится в пучок, спекл-картина модулируется присутствием образца и созданная интерференционная картина регистрируется детектором. Ее модуляция проявляется тремя способами, как показано на рис. 2б: спеклы смещаются в горизонтальном направлении x и вертикальном направлении y на вектор $\mathbf{u} = (u_x, u_y)$ из-за рефракции в образце; средняя интенсивность изменяется за счет поглощения, а видность картины, т.е. амплитуда после учета поглощения, снижается из-за малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) [10].

Из этих эффектов угол преломления $\alpha = (\alpha_x, \alpha_y)$, который связан с дифференциальным фазовым сдвигом, пропускание T (или абсорбция $A = 1 - T$) и темнопольный сигнал D могут быть восстановлены количественно. Реконструкция выполняется попиксельно в реальном пространстве с использованием различных методов анализа [10] (см. разд. 3).

Смещение $\mathbf{u}$ напрямую связано с углом рефракции $\alpha = (\alpha_x, \alpha_y)$ посредством простой геометрии.

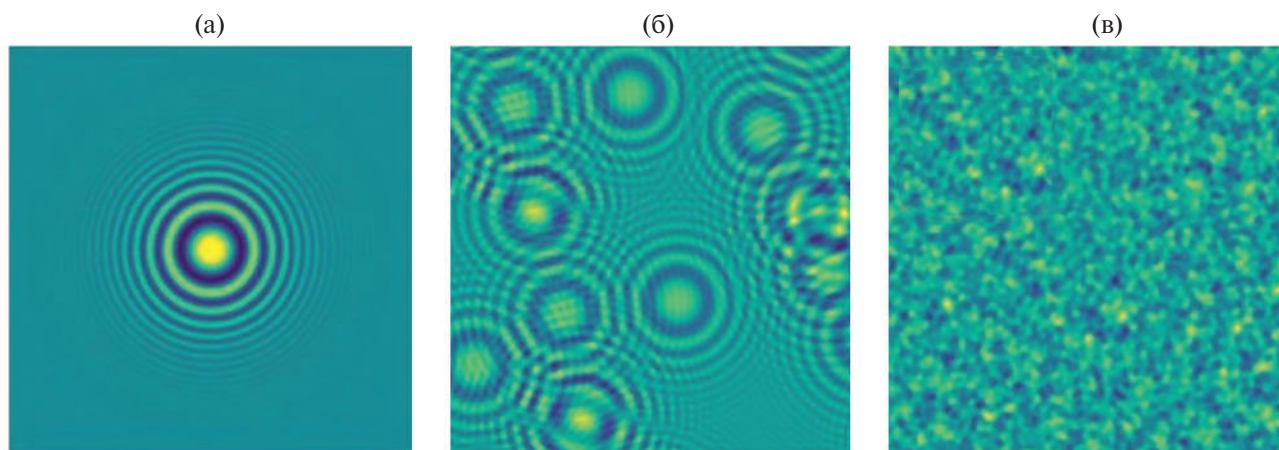


Рис. 1. Формирование спеклов на основе суммирования интенсивностей многих интерференционных голографических картин. Результаты численных расчетов получены для $N = 1$ (а), $N = 30$ (б) и $N = 10^5$ (в) (N – общее число рассеивающих центров) [17]

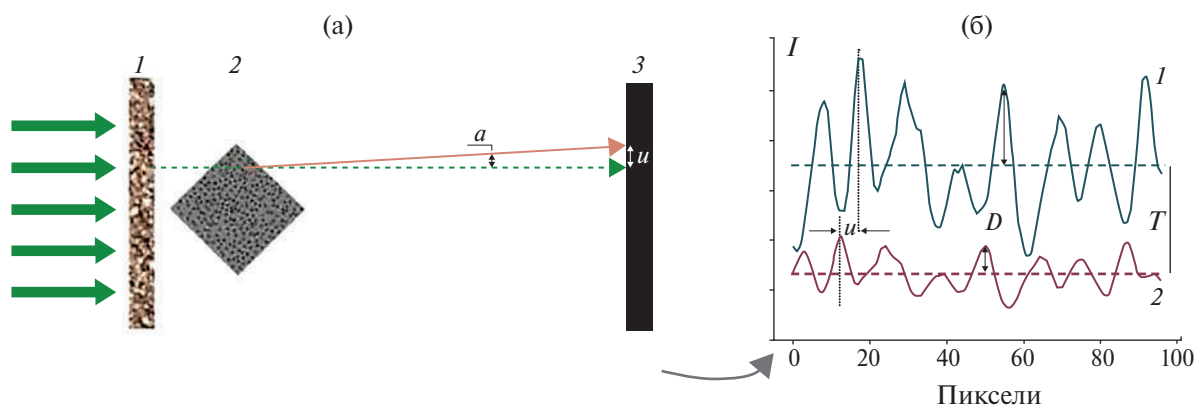


Рис. 2. а – Схема эксперимента по рентгеновской спекл-визуализации: 1 – диффузор, 2 – образец, 3 – пиксельный детектор. б – Линейный график эталонной (кривая 1) и соответствующей спекл-структуры после введения в пучок РЛ образца (кривая 2), визуализирующий падение интенсивности (штриховые горизонтальные линии) из-за поглощения $A = (1 - T)$, смещение u из-за рефракции РЛ на угол α и уменьшение амплитуды D (после коррекции на пропускание) из-за МУРР [10]

Угол рефракции напрямую связан с дифференциальным фазовым сдвигом ($\partial\Phi/\partial x$, $\partial\Phi/\partial y$):

$$\partial\Phi/\partial x = (2\pi/\lambda)\alpha_x, \quad \partial\Phi/\partial y = (2\pi/\lambda)\alpha_y, \quad (1)$$

где λ – длина волны рентгеновского излучения. Информация от дифференциальных фазовых сигналов в двух ортогональных направлениях затем может быть объединена посредством интегрирования для получения фазового сдвига Φ волнового фронта [18].

С помощью этой экспериментальной установки из собранных данных можно получить еще два изображения:

– изображение пропускания T , заданное как отношение между измеренными локальными интенсивностями на картине с образцом в пучке РЛ и на эталонной интерференционной картине, оно является эквивалентом традиционного изображения поглощения;

– сигнал темного поля D , полученный как отношение между видностью спеклов на картинах с образцом и без образца в пучке, он измеряет локальное уменьшение амплитуды спекл-картины [19].

Видность или контрастность спекл-структуры определяется как отношение между стандартным отклонением σ_I и средним значением интенсивности спекл-структуры, $\bar{I}$, рассчитанным в области интереса: $v = \sigma_I / \bar{I}$ [13, 19].

Критериями, определяющими хороший объект генератора спеклов, являются видность спеклов с минимальным контрастом 0.1 на изображениях и их размер. Меньший размер спекла может обеспечить визуализацию с более высоким разрешением [20, 21].

Как правило, желательны четко очерченные мелкие спеклы с хорошим контрастным градиентом [22], которые можно легко разре-

шить и которые покрывают несколько пикселей в плоскости детектора. Как и при любой цифровой обработке сигналов, следует избегать наложения спеклов, абсолютный минимальный размер спекла составляет два пикселя. Это следует из теоремы Котельникова о дискретизации [23].

Мнение, что размер спеклов, генерируемых диффузором в ближней зоне, связан с особенностями зерна диффузора, высказали Кон и др. [24]. Как правило, в качестве диффузоров используются имеющиеся в продаже наждачные бумаги, состоящие из мелких зерен карбида кремния, или мембраны биологических фильтров с порами. Они доступны с разными размерами зерен и с разными размерами пор, соответственно, что позволяет контролировать размер спеклов и их видность [25]. Другие материалы, содержащие мелкие рассеивающие элементы, такие как мелкоизмельченный песок, стекло и т.п. и даже простой картон также могут использоваться в качестве диффузоров.

Рентгеновская визуализация на основе спеклов требует, чтобы спекл-структура была непосредственно разрешена детекторной системой. Поскольку желательно получить высокое разрешение в большом поле зрения, использование преобразования РЛ в видимый свет и последующее его отображение на пикселизованном детекторе позволяют получить доступ к меньшим эффективным размерам пикселей благодаря использованию увеличительной оптики и датчиков с малыми пикселями, предназначенных для обнаружения видимого света [26, 27]. Например, в работе [28] описан детектор, состоящий из камеры pco.edge 5.5 sCMOS (PCO AG, Кельхайм, Германия) с 2560×2160 пикселями, соединенной с оптической системой с увеличением $\times 10$ в сочетании со сцинтилляционным экраном толщиной 10 мкм из легированного европием галлий-гадолиниевого граната (GGG:Eu), обеспечивший эффективный размер пикселя $p_{eff} = 0.65$ мкм.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕАЛИЗАЦИИ

Для рентгеновской спекл-визуализации разработано несколько режимов, позволяющих количественно оценить модуляции интерференционной картины [9, 10]. Наиболее подходящий режим для конкретного применения зависит от желаемой скорости получения данных, про-

странственного разрешения и чувствительности сигнала к структурным особенностям образца. Эти режимы можно разделить на две основные группы: явное отслеживание, основанное на наблюдении за локальными смещениями спеклов посредством минимизации ошибок или кросс-корреляции, и неявное отслеживание, основанное на решении обратной задачи, определяемой уравнением переноса интенсивности в каждом пикселе. Недавно появившаяся третья группа включает методы с использованием искусственного интеллекта.

3.1. Режим явного отслеживания спеклов

3.1.1. Режим спекл-трекинга (XST). Первые реализации визуализации на основе рентгеновских спеклов были продемонстрированы в однократном режиме, так называемом рентгеновском спекл-трекинге (X-ray speckle-tracking, XST), для которого требуются только одно эталонное изображение с диффузором и одно изображение с диффузором и образцом в пучке [7, 29].

В реализации XST локальное смещение рисунка анализируется с использованием оконной нулевой нормализованной кросс-корреляции [30] в реальном пространстве [6, 7, 29]. Это означает, что сигнал рефракции в каждом пикселе изображения реконструируется путем выбора окна анализа вокруг этого пикселя и выполнения нормализованной кросс-корреляции между эталонным окном и окном, соответствующим образцу. Коэффициент кросс-корреляции γ между этими окнами определяется следующим образом [29]:

$$\gamma = \sum_i \sum_j \left\{ \frac{[I_r(x_i, y_j) - \bar{I}_r][I_s(x_i + u_x, y_i + u_y) - \bar{I}_s]}{\Delta I_r \Delta I_s} \right\}. \quad (2)$$

Здесь $I_r(x_i, y_j)$ описывает значение в подмножестве пикселей эталонного спекл-рисунка с центром в точке (x_0, y_0) , а $I_s(x_i + u_x, y_i + u_y)$ — значение в соответствующем подмножестве спекл-рисунка образца с центром в точке $(x_0 + u_x, y_0 + u_y)$, (u_x, u_y) — локальное смещение спекл-структуры в двух ортогональных направлениях. Суммы вычисляются по всем пикселям в окне анализа размером $2M + 1$ (M — наибольшее смещение в пиксельных единицах, которое следует учитывать); $\bar{I}_s$ и $\bar{I}_r$ — средние значения, а ΔI_s и ΔI_r — стандартные отклонения для образца и эталонного изображения в окне. Местоположение пика кросс-корреляции $\gamma^{\max}$ соответствует

локальному смещению (u_x, u_y) спекл-структуры в двух ортогональных направлениях [10].

Сигнал локального смещения (u_x, u_y) может быть преобразован в сигнал угла рефракции (α_x, α_y) с помощью геометрических соображений (в малоугловом приближении):

$$\alpha_x = u_x p_{eff} / \Delta, \quad \alpha_y = u_y p_{eff} / \Delta, \quad (3)$$

где p_{eff} — эффективный размер пикселя в плоскости детектора, а Δ — расстояние распространения (расстояние распространения Δ соответствует расстоянию между образцом и детектором, когда диффузор расположен перед образцом, но расстоянию между диффузором и детектором, если диффузор расположен за образцом). Углы отклонения (α_x, α_y) связаны с фазовым градиентом формулами (1).

Сигнал передачи может быть рассчитан из отношения средних интенсивностей в образце и эталонном окне:

$$T = \bar{I}_s / \bar{I}_r. \quad (4)$$

Изображение темного поля обычно получают как отношение видности образца и эталона, которое может быть определено для каждого пикселя как отношение стандартного отклонения и среднего значения интенсивности в соответствующих окнах анализа образца и эталона [6]:

$$D = (\Delta I_s / \bar{I}_s) / (\Delta I_r / \bar{I}_r) = (1/T) (\Delta I_s / \Delta I_r). \quad (5)$$

Был предложен также другой подход к реконструкции изображений данных XST [31]. Идея основана на физической модели спекл-интерференции в плоскости детектора, учитывающей модуляцию картины присутствием образца. Для определенного пикселя (x, y) интерференционная картина образца I_s может быть описана в терминах эталонной интерференционной картины I_r , но модулированной свойствами образца [10]:

$$I_s(x, y) = T(x, y) \left[\bar{I}_r + D(x, y) (I_r(x + u_x, y + u_y) - \bar{I}_r) \right]. \quad (6)$$

Здесь $\bar{I}_r$ — средняя интенсивность эталонной картины, а $T(x, y)$ — локальное пропускание через образец, которое уменьшает интенсивность спекл-рисунка. Амплитуда $(I_r(x + u_x, y + u_y) - \bar{I}_r)$ эталонной картины уменьшается на коэффициент $D(x, y)$, соответствующий локальному сигналу темного поля.

Рефракция в образце учитывается величинами u_x, u_y , описывающими смещение интерференционной картины в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно. Для

реконструкции изображения можно использовать алгоритм максимального правдоподобия [32, 33] или процедуру минимизации уравнения (6) методом наименьших квадратов, которая ведется попиксельно с использованием суммы по пикселям в окне анализа w вокруг центрального пикселя [10, 31]:

$$L = \sum_i \sum_j w(x_i, y_j) \left\{ I_s(x_i, y_j) - \right. \\ \left. - T(x_i, y_j) \left[\bar{I}_r + D(x_i, y_j) (I_r(x_i + u_x, y_i + u_y) - \bar{I}_r) \right] \right\}^2. \quad (7)$$

Суммирование проходит по всем пикселям в окне анализа размером $2M + 1$. Минимизация функции L дает сигнал затухания T , дифференциальный фазовый контраст (из u_x, u_y) и сигнал темного поля D [31]. Размер окна анализа w должен быть больше среднего размера спекла для достижения хорошего результата реконструкции.

Основным преимуществом реализации XST является быстрое получение изображений, что делает ее пригодной для динамической визуализации и исследований *in vivo*. Было показано, что успешная реконструкция может быть получена из одного изображения с экспозицией менее секунды на синхротронном источнике [25].

Основным недостатком однократного подхода является ограниченное пространственное разрешение, определяемое размером окна анализа, который должно быть больше, чем размер спекла. Конечным пределом разрешающей способности этого режима работы является размер спекла [10].

3.1.2. Режимы сканирования рентгеновских спеклов (XSS). Режим спекл-сканирования (X-ray Speckle-Scanning Modes, XSS) больше подходит для приложений, где высокое разрешение важнее скорости получения изображения. Режим спекл-сканирования был продемонстрирован двумя экспериментальными способами [34]: двумерным и одномерным сканированием (2D XSS и 1D XSS соответственно). Этот метод требует, чтобы спекл-структура в процессе эксперимента смещалась на известный постоянный шаг. Однако в отличие от подхода XST, где несколько пикселей в окне анализа способствуют восстановлению сигнала одного пикселя, пошаговый режим позволяет проводить попиксельный анализ. Это обеспечивает гораздо более высокое разрешение (вплоть до размера пикселя), что является основным преимуществом метода XSS.

Получение трех сигналов изображения — пропускания, преломления и темного поля — прово-

дится аналогично случаю с одним снимком, но с аналитическими массивами, построенными из сигналов при различных положениях диффузора, а не из различных пикселей окна анализа. Смещение (u_x, u_y) картины спекла между эталонным массивом и массивом образца теперь задается в единицах шага диффузора и может быть преобразовано в сигнал угла рефракции в горизонтальном (x) и вертикальном (y) направлениях по отдельности [10]:

$$\alpha_x = u_x s / \Delta, \quad \alpha_y = u_y s / \Delta, \quad (8)$$

где s — размер шага диффузора (точнее, s — размер шага диффузора в плоскости образца в случае, когда образец расположен за диффузором, но размер шага в плоскости диффузора в случае, когда образец расположен перед диффузором), Δ — расстояние распространения.

Чувствительность измерения угла преломления критически зависит от размера шага диффузора, обычно выбираются небольшие шаги в диапазоне размера пикселя или меньше. Как правило, диффузор сканируется на сетке из нескольких десятков шагов в каждом направлении, что в сумме дает сотни кадров для реконструкции одного изображения, что делает этот подход непригодным для быстрой визуализации. Кроме того, из-за малых регулярных размеров шага XSS требует дорогостоящих высокоточных сканирующих каскадов, которые должны быть тщательно выровнены по направлению пучка РЛ для обеспечения одинакового размера шага в обоих направлениях.

Этот метод был упрощен за счет использования только одного единственного одномерного сканирования для получения двумерной рефракционной информации [13]. В режиме 1D XSS диффузор ступенчато перемещается только в одном направлении — горизонтально или вертикально — с эквидистантными шагами, которые намного меньше, чем средний размер спекла, и порядка размера пикселя. Это делается как с образцом в пучке, так и без него. Для каждого пикселя, подлежащего реконструкции, получают сигнал на каждом шаге диффузора в направлении сканирования и берут одномерное окно из нескольких пикселей в другом направлении, получая двумерный массив на каждый пиксель. Затем выполняется кросс-корреляция между массивом образца и эталонным массивом.

Таким образом, подход 1D XSS можно рассматривать как гибрид между 2D XSS и XST. Восстановление сигналов прохождения и темного поля

выполняется так же, как и в программах 2D-реализации XSS и XST путем рассмотрения локальных изменений средней интенсивности и видности в пределах массивов анализа для каждого пикселя. Расположение пика кросс-корреляции дает смещение (u_x, u_y) картины спеклов в двух направлениях [35]. Максимум коэффициента кросс-корреляции можно точно определить с помощью алгоритма регистрации субпикселей [36].

Но при этом две оси массива анализа не совпадают, и смещение дается в единицах шагов диффузора в направлении сканирования и в единицах эффективного размера пикселя в ортогональном направлении. При горизонтальном сканировании преобразование измеренного смещения в сигнал угла преломления задается следующим образом [10]:

$$\alpha_x = u_x s / \Delta, \quad \alpha_y = u_y s / \Delta. \quad (9)$$

Подход 1D XSS позволяет получить изображение значительно быстрее, чем подход 2D XSS. Тем не менее по-прежнему для успешной реконструкции изображения необходимо получить несколько десятков кадров.

Чем больше шагов, тем меньше необходимое количество пикселей в ортогональном направлении, и наоборот. Это делает подход 1D XSS более гибким, чем 2D XSS, при этом обеспечивается лучшее пространственное разрешение по сравнению с XST. С другой стороны, пространственное разрешение снижается по сравнению с 2D XSS, так как несколько окружающих пикселей вносят вклад в реконструкцию сигнала в одном пикселе. Кроме того, чувствительность реконструированных изображений не одинакова в двух ортогональных направлениях [34]. Чувствительность обычно снижается вдоль несканнируемого направления, так как она зависит от эффективного размера пикселя, но не от размера шага, как для направления сканирования. В работе [13] сканированием абразивной бумаги по вертикали с шагом 1.8 мкм было получено 60 изображений с образцом в пучке и без образца. Рентгеновская камера, используемая для записи спекл-изображений, была основана на детекторе PCO 4000 CCD и сцинтилляторе YAG, легированном Се. Десятикратный объектив микроскопа обеспечил эффективный размер пикселя 1.8×1.8 мкм. Поскольку эффективное поле зрения рентгеновской камеры составляет всего 3 мм (по горизонтали) $\times$ 1.5 мм (по вертикали), было собрано 15 изображений для каждой позиции диффузора путем вертикального пере-

мещения образца (гуппи Эндлера). Затем были извлечены изображения поглощения, темного поля, а также горизонтальные и вертикальные дифференциальные фазовые изображения (рис. 3) с помощью попиксельного анализа с использованием алгоритма кросс-корреляции для каждой позиции диффузора.

Как показано на рис. 3, горизонтально расположенные кости рыбы отчетливо видны на изображении с вертикальным градиентом волнового фронта (рис. 3в), тогда как на горизонтальном градиенте (рис. 3 г) они едва заметны.

Метод 1D XSS может быть использован эффективно в случаях с предпочтительным направлением интереса, для которого сигналы образца в другом направлении не имеют решающего значения [10].

3.1.3. Отслеживание рентгеновских спекл-векторов (XSVT). Были предприняты усилия по разработке экспериментальных реализаций, обеспечивающих компромисс между преимуществами и недостатками двух классических режимов XST и XSS. Для этой цели был предложен метод рентгеновского векторного спекл-трекинга (X-ray speckle vector tracking, XSVT) [35]. Метод XSVT улучшает латеральное разрешение XST до пикселя, а также улучшает его угловое разрешение [35, 37].

В отличие от режима XSS, в случае метода XSVT положение диффузора может быть выбрано случайным образом, а размер шага должен быть значительно больше размера спекла. Это позволяет использовать менее точные и менее затратные ступенчатые перемещения диф-

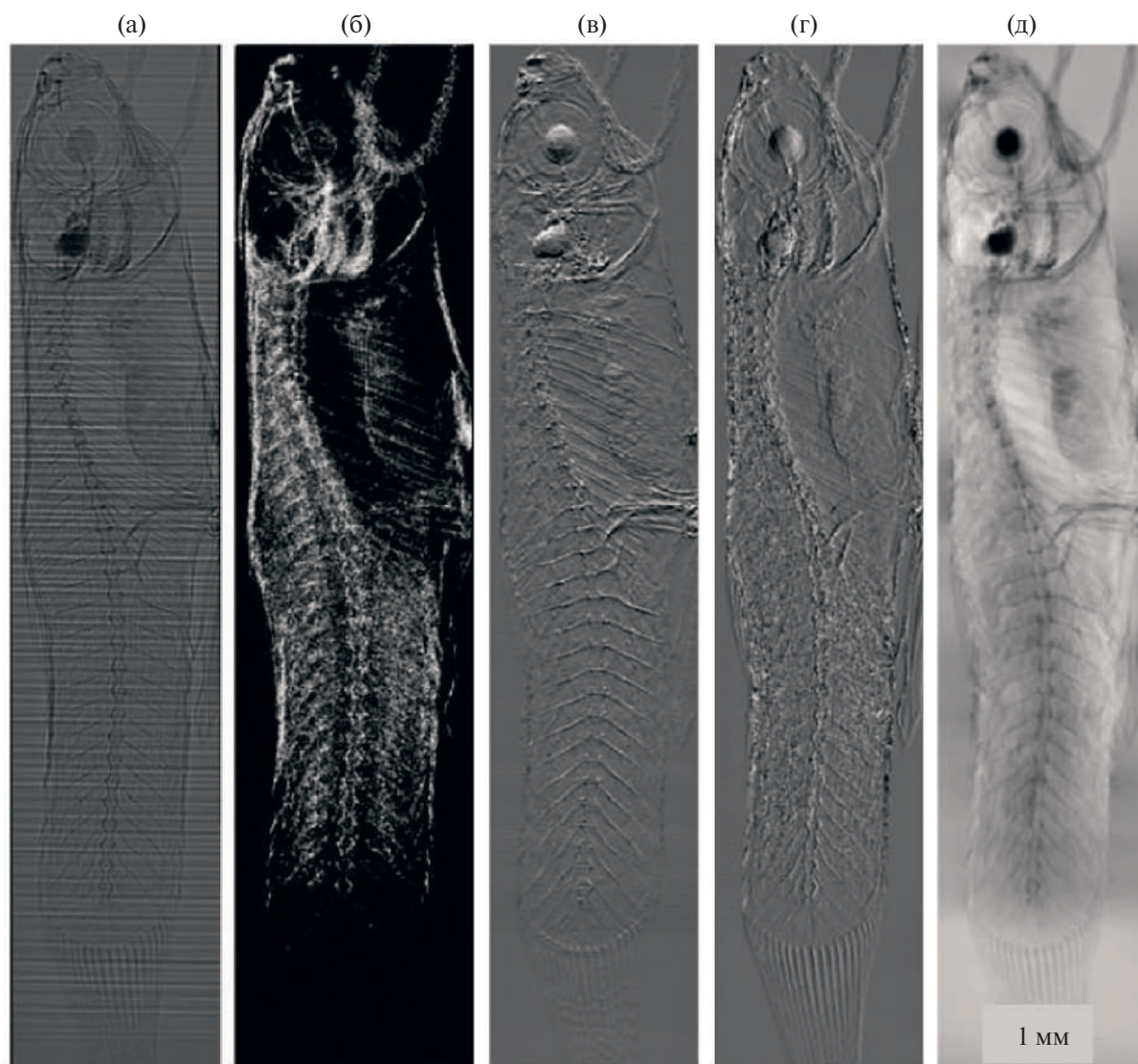


Рис. 3. Поглощение (а), темнопольное изображение (б), вертикальный (в) и горизонтальный (г) дифференциальные фазовые градиенты, а также фазово-контрастные изображения рыбы (гуппи Эндлера) (д) [13]

фузора. Однако они по-прежнему должны быть точными и воспроизводимыми, чтобы гарантировать, что изображения с образцом и без образца в пучке получаются в одних и тех же положениях диффузора. Количество необходимых шагов намного меньше, чем в случае XSS, что позволяет сократить время сканирования.

XSVT состоит из получения P пар изображений (образец/эталон), каждая пара находится в разных (случайно выбранных) поперечных положениях p диффузора. Собранные изображения организованы в трехмерные стеки, где индекс в третьем измерении соответствует p -му положению диффузора. Вектор создается из изображений образцов путем считывания значений интенсивности в заданном пикселе (x_i, y_j) вдоль измерения P , что приводит к возникновению одномерного сигнала $I_s(x_i, y_j, p)$. Следуя той же процедуре, затем генерируется набор 1D-векторов из опорных изображений путем считывания значений интенсивности $I_r(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p)$ вдоль P ; (δ_x, δ_y) – вектор трансляции в интервале поиска W , как и в XST; 1D-вектор $I_s(x_i, y_j, p)$ коррелирует с каждым 1D-вектором $I_r(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p)$, тем самым создавая 2D-матрицу коэффициентов корреляции. Поперечное смещение $D_\perp(x_i, y_j)$ вектора спеклов (рис. 4) извлекается из координаты (δ_x, δ_y) , при которой двумерная карта коэффициентов кросс-корреляции достигает своего максимума [9, 39]:

$$D_\perp(x_i, y_j) = \arg \max \sum_{p=1}^P S(x_i, y_j, p) \times R(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p). \quad (10)$$

Здесь $S = (I_s - \bar{I}_s) / \sigma_{I_s}$, $R = (I_r - \bar{I}_r) / \sigma_{I_r}$, $\bar{I}$ представляет среднее значение вдоль направления P , σ – стандартное отклонение. Субпиксельные обработки, описанные в работе [40], также применимы к вычислению поперечного смещения $D_\perp(x_i, y_j)$, полученного с помощью уравнения (10). Очевидно, что метод XSVT выигрывает за счет большого числа пар изображений P , однако он увеличивает дозу облучения, которой подвергается образец, а также вычислительные затраты при расчете уравнения (10).

В гибридном подходе XSS-XSVT [41] рассматривается тот же набор данных, что и для классического эксперимента XSVT. Вместо вычисления корреляции между одномерными векторами рассматривается небольшое окно w вокруг пикселя (x_i, y_j) , как в анализе XST: получается трехмерный вектор $I_s(x, y, p)$, $(x, y) \in w$. Этот трехмерный вектор коррелирует с набором трехмерных векторов $I_r(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p)$, (δ_x, δ_y) – вектор трансляции в интервале поиска W , как в XST и XSVT. В этом случае уравнение (10) принимает следующий вид [9, 42]:

$$D_\perp(x_i, y_j) = \arg \max \sum_{p=1}^P \iint S(x_i, y_j, p) \times R(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p) dx dy. \quad (11)$$

Окно w обычно намного меньше интервала W по вычислительным причинам. Та же самая постобработка, которая применяется к XSVT, может быть применена к поперечному смещению (уравнение (11)). Этот метод был впервые представлен в работе [37] как способ сокращения количества экспозиций P , при этом он

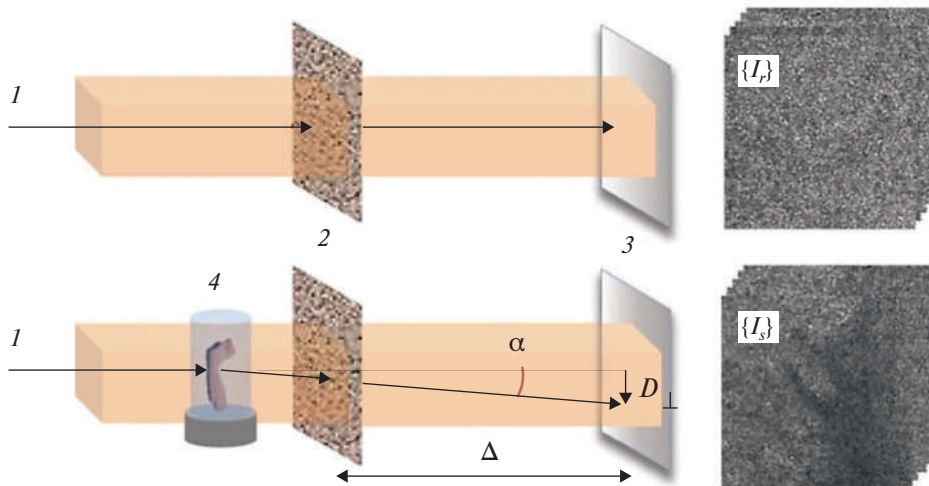


Рис. 4. Экспериментальная установка для получения изображений с фазовым контрастом: 1 – РЛ, 2 – диффузор, 3 – детектор, 4 – образец; I_r – опорное изображение, I_s – изображение с образцом, введенным в пучок, α – угол рефракции, $D_\perp$ – поперечное смещение спекла, Δ – расстояние между диффузором и детектором [38]

сохраняет высокую угловую чувствительность при небольшом снижении латерального разрешения [43]. Метод подходит для случаев, когда оправдан компромисс между уменьшенными экспозициями и увеличенными вычислительными требованиями [9].

В работе [39] был представлен метод отслеживания спекл-векторов на основе вейвлет-преобразования (Wavelet-transform-based speckle vector tracking, WSVT) для повышения не только эффективности анализа данных и измерений, но и устойчивости к шуму. Вейвлет-преобразование [44, 45] основано на проецировании сигнала на набор ортонормированных базисных функций, называемых вейвлетами.

Устойчивость WSVT к шуму позволяет проводить измерения в условиях низкого потока, более быстрого сканирования и меньшего количества шагов сканирования без ущерба для качества реконструкции. Метод WSVT имеет большой угловой динамический диапазон, что делает его пригодным для зондирования сильнофокусирующей оптики с высокой чувствительностью. Кроме того, поглощение и сигнал темного поля образца также могут быть получены с помощью того же процесса, что и в других методах визуализации на основе спеклов [39].

3.1.4. Унифицированный модулированный анализ картин (UMPA). Широкое использование XST и XSS для научно значимых приложений было затруднено некоторыми присущими им ограничениями, в частности относительно низким пространственным разрешением для XST, большим временем сканирования и высокими требованиями к этапам сканирования диффузора для XSS. Для преодоления этих ограничивающих факторов и устранения разрыва между режимами XST и XSS был разработан метод унифицированного анализа модулированных картин (unified analysis of modulated patterns, UMPA) [18, 46], в котором записываются изображения с несколькими случайными положениями n диффузора. Для UMPA уравнение (6) справедливо для каждой интерференционной картины в положении диффузора n . В процессе минимизации по методу наименьших квадратов целевой функции L суммирование теперь выполняется не только по всем пикселям в окне анализа w , но и по всем положениям диффузора n (см. уравнение (7)) [10].

Гибкость подхода UMPA позволяет адаптировать параметры сканирования и реконструкции

к конкретным экспериментальным требованиям, либо увеличивая пространственное разрешение с меньшим размером окна, либо сохраняя более короткое время сканирования за счет уменьшения числа шагов за счет разрешения. Размер окна анализа w и число шагов диффузора N можно варьировать. Размер окна устанавливает предел достижимого пространственного разрешения реконструированных изображений [47], и, следовательно, при увеличении w можно наблюдать потерю разрешения. Однако большее значение w также улучшает угловую чувствительность, т.е. чувствительность измерения угла рефракции [47]. При увеличении N при постоянном w пространственное разрешение остается неизменным, а уровень шума уменьшается, и появляется меньше артефактов при резких изменениях фазы [18].

Очень информативный обзор числовой реализации UMPA, а также последних разработок дан Де Марко и др. [48].

3.2. Режимы неявного отслеживания спеклов

3.2.1. Метод оптического потока (OF). В 2018 году Паганин и др. [49] предложили применить конечно-разностную версию уравнения переноса интенсивности (the transport-of-intensity equation, TIE) [50], адаптированную к проблеме спекл-визуализации, предполагая, что образец абсолютно прозрачен (идеальный фазовый элемент) и что он искажает поле спеклов при его квазикогерентном освещении [51]:

$$I_r(x, y) - I_s(x, y) \approx \nabla_{\perp} [I_r(x, y) D_{\perp}(x, y)], \quad (12)$$

где $\nabla_{\perp}$ обозначает оператор градиента в плоскости (x, y) , а $D_{\perp}(x, y) = (D_x(x, y), D_y(x, y))$ — это поле смещения, которое искажает каждую особенность в опорном изображении $I_r(x, y)$ в соответствующую особенность в изображении $I_s(x, y)$, взятом в присутствии образца. Простой способ решить уравнение (12) и извлечь латеральные смещения $D_{\perp}(x, y)$ — использовать прямое и обратное преобразования Фурье ($\mathcal{F}$ и $\mathcal{F}^{-1}$) следующим образом:

$$D_{\perp}(x, y) = (i/I_r(x, y)) \times \mathcal{F}^{-1} \left\{ (\kappa_x, \kappa_y) \mathcal{F} \{ I_s(x, y) - I_r(x, y) \} / (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right\}, \quad (13)$$

где i — мнимая единица, а (κ_x, κ_y) — координаты в пространстве Фурье. После этого уравнение (13) используется для извлечения фазовых градиентов.

Для метода требуется всего два быстрых преобразования Фурье (БПФ) [52] на проекцию, чтобы реконструировать поле смещения $D_{\perp}(x, y)$ через уравнение (13).

Решение уравнения ТИЕ при предположениях, приводящих к уравнению (13), т.е. использование метода оптического потока (optical flow, OF) [53, 54], имеет два основных преимущества:

1) численное решение уравнения (13) очень быстрое и вычислительно эффективное – необходимы только два БПФ;

2) требуется только одна пара образец/эталон, что делает OF очень эффективным, снижающим дозу облучения.

Метод неявно отслеживает спеклы и поэтому потенциально имеет дополнительное преимущество более высокого пространственного разрешения по сравнению с методами, которые явно отслеживают спеклы, используя, например, окна корреляции по крайней мере в несколько пикселей в ширину и высоту. Причина этого, возможно, более высокого пространственного разрешения заключается в том, что при неявном отслеживании спеклов изображение не нужно делить на окна корреляции.

Скорость, простота и широта применимости являются привлекательными характеристиками метода отслеживания спеклов, основанного на концепции оптического потока. Поскольку эталонное изображение $I_r(x, y)$ необходимо измерить только один раз, метод можно легко применить к динамическим данным, где изображение $I_s(x, y, t)$ в присутствии образца является функцией времени t [49].

Однако этот метод предполагает наличие непоглощающего образца, что редко бывает, например, в случае медицинских образцов с плотными структурами. Поглощение, обусловленное образцом, можно частично оценить и скорректировать путем размывания $I_s(x, y)$ и $I_r(x, y)$, чтобы уменьшить модуляцию спеклов, а также путем вычисления отношения полученных изображений. Недостатком метода OF является то, что уравнение (13) приближается к сингулярности при $\kappa_x^2 + \kappa_y^2 \rightarrow 0$. Этот недостаток можно устранить, применяя гауссовский фильтр верхних частот сигнала [42].

Метод SMOST (Single Material Object Speckle Tracking) был задуман для расширения алгоритма OF на мономорфные поглощающие образцы [55, 56]. Он начинается с преобразования уравнения (12)

$$I_s(x, y)I_r(x, y) \approx I_{ob}(x, y) - (z/k)\nabla_{\perp} [I_{ob}(x, y)\nabla_{\perp}\phi_{ob}(x, y)], \quad (14)$$

где $I_{ob}(x, y)$ и $\phi_{ob}(x, y)$ – интенсивность прошедшего пучка и фаза образца, z – расстояние от образца до детектора, k – волновое число рентгеновского излучения. Этот образец имеет проецируемую толщину вдоль оптической оси, заданную как $\Delta_z(x, y)$, и состоит из материала с комплексным показателем преломления $n = 1 - \delta + i\beta$ (δ и β обозначают декремент показателя преломления и мнимую (поглощающую) часть показателя преломления, соответственно). Если образец хорошо аппроксимируется тонким объектом из одного материала, то он вызывает сдвиг фазы $\phi_{obj}(x, y) = -k\delta\Delta_z(x, y)$, а интенсивность прошедшего пучка $I_{obj}(x, y) = \exp[-2k\beta\Delta_z(x, y)]$. Подстановка этих двух выражений в уравнение (14) приводит к формуле

$$\frac{I_s(x, y)}{I_r(x, y)} \approx \left[1 - \frac{z\delta}{2k\beta} \right] \exp[-2k\beta\Delta_z(x, y)]. \quad (15)$$

Уравнение (15) можно решить относительно $\Delta_z(x, y)$ следующим образом:

$$\Delta_z(x, y) = -\left(\frac{1}{\mu} \right) \ln \left(\mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \left\{ I_s(x, y) / I_r(x, y) \right\} / \left[1 + z \left(\delta / \mu \right) \left(\kappa_x^2 + \kappa_y^2 \right) \right] \right\} \right), \quad (16)$$

где $\mu = 2k\beta$. В отличие от предыдущих методов, которые извлекают поперечное смещение $D_{\perp}(x, y)$, SMOST извлекает непосредственно толщину образца в проекционном приближении $\Delta_z(x, y)$, которое линейно пропорционально фазовому сдвигу $\phi(x, y)$ для фиксированной энергии [9].

7. Метод мультимодального внутреннего отслеживания спеклов (MIST). Павлов и др. [57, 58] разработали неявный метод мультимодального внутреннего отслеживания спеклов (multimodal intrinsic speckle tracking, MIST), который сочетает в себе описание параксиальной рентгеновской оптики по Фоккеру-Планку [59] с формализмом OF для отслеживания рентгеновских спеклов [49].

Следуя Павлову и др. [57] и Паганину и Моргану [59, 60], можно использовать уравнение Фоккера–Планка для спекл-визуализации, которое моделирует когерентный поток и диффузионный поток для фазового объекта, описываемого его фазовым сдвигом $\phi(x, y)$ и эффективным скалярным коэффициентом диффузии D_{eff} :

$$\begin{aligned}
I_r(x, y) - I_s(x, y) = \\
= (\Delta/k) \nabla_{\perp} [I_r(x, y) \nabla_{\perp} \phi(x, y)] - \\
- \Delta \nabla_{\perp}^2 [D_{eff}(x, y; \Delta) I_r(x, y)].
\end{aligned} \quad (17)$$

Здесь Δ — расстояние от образца (или диффузора, рис. 4) до детектора.

Из-за предположения, что зависящий от положения диффузора эффективный коэффициент $D_{eff}(x, y, \Delta)$ является медленно меняющейся функцией поперечных координат, можно упростить уравнение (17) следующим образом:

$$\begin{aligned}
I_r(x, y) - I_s(x, y) = \\
= (\Delta/k) I_r(x, y) \nabla_{\perp}^2 \phi(x, y) - \\
- \Delta D_{eff}(x, y; \Delta) \nabla_{\perp}^2 I_r(x, y),
\end{aligned} \quad (18)$$

где также использовалось приближение [55]

$$\nabla_{\perp} I_r(x, y) \nabla_{\perp} \phi(x, y) \approx 0. \quad (19)$$

Уравнение (18) содержит две неизвестные функции, а именно $\nabla_{\perp}^2 \phi(x, y)$ и $D_{eff}(x, y; \Delta)$, которые можно восстановить с использованием измеренных данных интенсивности, соответствующих двум различным поперечным положениям маски [57].

Уравнение Фоккера—Планка для поглощающего образца примет вид [61]

$$\begin{aligned}
I_s(x, y) = I_r(x, y) T(x, y) - \\
- (\Delta/k) \nabla_{\perp} [I_r(x, y) T(x, y) \nabla_{\perp} \phi(x, y)] + \\
+ \Delta^2 \nabla_{\perp}^2 [D(x, y) I_r(x, y) T(x, y)],
\end{aligned} \quad (20)$$

где T обозначает поглощение образцом, которое равно единице, когда нет ослабления рентгеновского излучения, и нулю, когда рентгеновский луч полностью поглощен.

Изображение темного поля предоставляет информацию, связанную с рассеянием под малым углом, и дает ценную дополнительную информацию к сигналам абсорбции и контраста [62]. Сигнал темного поля показал направленную чувствительность по отношению к микроструктуре образца [63]. Это демонстрирует потенциальную важность способности выявлять ориентацию анизотропных тонких структур, которые могут, например, быть затронуты заболеваниями в биологических образцах или механическим напряжением в промышленных материалах [64–66].

Ван и др. [67] представили технику, которую они назвали всенаправленной темнопольной визуализацией, при которой диффузор сканируется по спиральной схеме. Это также дает представление о направленном рассеянии в образце, однако направленное темное поле измеряется путем анализа спекл-рисунка вдоль дискретного числа углов, что может ограничивать угловую чувствительность метода. Авторы работ [68, 69] продемонстрировали возможность использования метода UMPA для извлечения направленного сигнала МУРР.

Метод MIST очень легко распространить на более общий случай направленного темного поля. Для этого скалярный безразмерный коэффициент диффузии $D(x, y)$ можно заменить тензором диффузии второго ранга. Это позволяет записать обобщение уравнения (17) для направленного темнопольного поля, а именно следующее анизотропно-диффузионное прямолнейное конечно-разностное уравнение Фоккера—Планка для отслеживания спеклов [58]:

$$\begin{aligned}
I_s/I_r = [1 - \gamma (\Delta/2k) \nabla_{\perp}^2] I_{ob}(x, y) + \\
+ \Delta D_{eff}^{(xx)}(x, y; \Delta) [(I_{ob}(x, y)/I_r(x, y)) \partial^2 / \partial x^2 I_r(x, y) + \partial^2 / \partial x^2 I_{ob}(x, y)] + \\
+ \Delta D_{eff}^{(yy)}(x, y; \Delta) [(I_{ob}(x, y)/I_r(x, y)) \partial^2 / \partial y^2 I_r(x, y) + \partial^2 / \partial y^2 I_{ob}(x, y)] + \\
+ \Delta D_{eff}^{(xy)}(x, y; \Delta) [(I_{ob}(x, y)/I_r(x, y)) \partial^2 / \partial xy I_r(x, y) + \partial^2 / \partial xy I_{ob}(x, y)],
\end{aligned} \quad (21)$$

где $\gamma = \delta / \beta$.

На рис. 5 представлены восстановленные фазовая карта (рис. 5а) и три компоненты тензора темного поля, т.е. $D_{eff}^{(yy)}$ (рис. 5б), $D_{eff}^{(xx)}$ (рис. 5в) и $D_{eff}^{(xy)}$ (рис. 5г) колени мыши в боковой проекции. Для лучшей статистики и менее зашумленных результатов изображения темного поля были вычислены с использованием более чем

четырёх пар (I_s, I_r) , необходимых для решения системы (21).

Три изображения темного поля (см. рис. 5б–г) показывают разные сигналы и сильно отличаются от фазового изображения (рис. 5а). Края костей, по-видимому, создают сильный сигнал темного поля, за исключением бедрен-

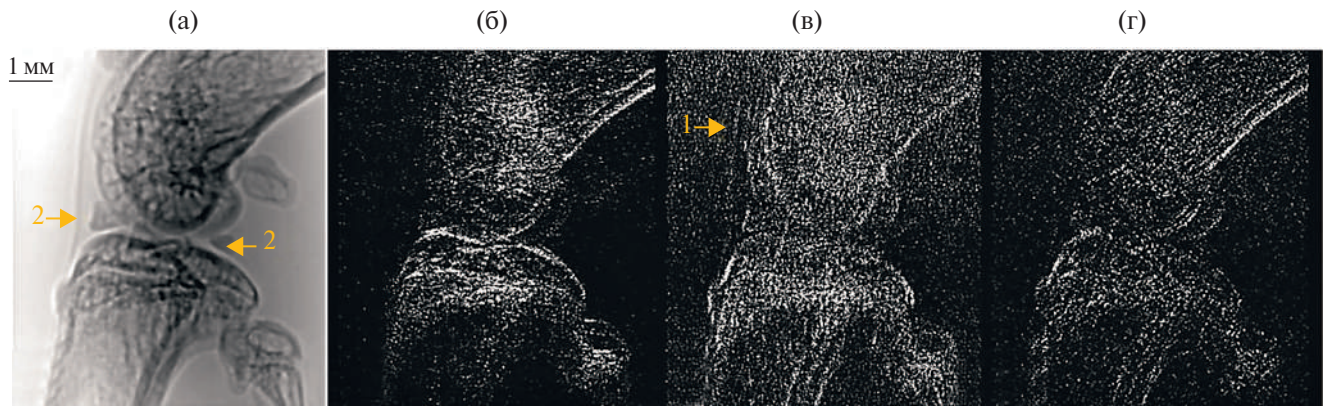


Рис. 5. Результаты визуализации направленного темного поля невидящего рентгеновского спекл-трекинга колени: а — фазовая карта, компоненты тензора темного поля; б — $D_{eff}^{(yy)}$, в — $D_{eff}^{(xx)}$, г — $D_{eff}^{(xy)}$ [58]

ного сухожилия (обозначенного стрелкой 1), которое видно на рис. 5в. Интересно, что мениски (обозначенные стрелками 2), по-видимому, не создают сильных сигналов темного поля, хотя они четко видны на фазовом изображении. Это связано, вероятно, с тем, что мениски в основном состоят из кальцинированного твердого хряща, в то время как кортикальная кость состоит из кристаллов гидроксиапатита, расположенных так, чтобы сформировать пористую микроструктуру. Это может представлять большой интерес для исследований остеоартрита, поскольку утолщение кальцинированного хряща, по-видимому, является одним из первых признаков этого заболевания.

3.3. Использование искусственного интеллекта

Однако вычислительная эффективность текущих методов спекл-визуализации, основанных на цифровой корреляции изображений или на оптимизации, является основным препятствием для их применения в измерениях *in situ* и *in operando*, где анализ в реальном времени имеет решающее значение. Обработка данных с использованием текущих методов анализа на основе корреляции может занять несколько минут, даже при использовании высокоэффективных вычислительных ресурсов. Кроме того, с появлением синхротронных установок следующего поколения ожидается, что объем экспериментальных данных увеличится на много порядков, и сбор данных значительно ускорится. Поэтому высокоскоростная обработка изображений имеет важное значение, и она откроет много новых возможностей, таких как мульти-

контрастная визуализация *in situ* и зондирование, и управление волновым фронтом в реальном времени.

Потенциал нейронных сетей [70] и моделей глубокого обучения [71] широко используется в разных областях физики. Глубокое обучение представляет собой несколько скрытых слоев искусственных нейронных сетей. Методология глубокого обучения применяет нелинейные преобразования и модельные абстракции высокого уровня на больших базах данных. В последнее время машинное обучение и интеллектуальный анализ данных попали в центр внимания и стали наиболее популярными темами среди исследовательского сообщества. Искусственный интеллект с глубоким обучением сам находит алгоритм решения исходной задачи, учится на своих ошибках и после каждой итерации обучения дает более точный результат. Совокупность этих областей исследования открывает множество возможностей характеристики баз данных [72].

Авторы работы [73] предложили новый алгоритм фазово-контрастной спекл-визуализации на основе нейронной сети (speckle-based phase-contrast imaging neural network, SPINNet) для метода XST. SPINNet превосходит традиционный анализ XST с точки зрения качества изображения и, что более важно, скорости вычислений. Было продемонстрировано улучшение скорости более чем на два порядка по сравнению с анализом на основе цифровой корреляции, что позволяет проводить измерения в реальном времени и *in situ* для спекл-визуализации. Кроме того, скорость реконструкции SPINNet может быть улучшена за счет небольшого снижения пространственного разрешения и качества изображения.

В работе [74] глубокое обучение с условными генеративно-сопоставительными сетями (deep learning with conditional generative adversarial nets, CGAN) применялось для генерации целевого изображения линейного фазового контраста из входных данных спекл-изображения, записанного в плоскости детектора. Хотя сверточная нейронная сеть (convolutional neural network, CNN) [75] широко используется в глубоком обучении, обычно требуется ручная настройка функции потерь. Напротив, CGAN автоматически изучает функцию потерь, адаптированную к данным.

Новый алгоритм отслеживания спеклов на основе CNN (CNN-based Analysis for Displacement Estimation, CADE) был также представлен в работе [76]. Поскольку предполагаемое применение этого алгоритма сосредоточено на извлечении субпиксельных смещений, CADE обеспечивает превосходную точность и пространственное разрешение по сравнению, например, с методами кросс-корреляции, превосходящую эффективность, значительно сокращает время обработки данных и отличается устойчивостью к шуму.

4. УГЛОВАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ [10]

Двумя основными критериями оценки качества восстановленных фазово-контрастных изображений являются пространственное разрешение и угловая чувствительность. Пространственное разрешение сильно зависит от экспериментального метода реализации и обработки. Для XST оно определяется размером окна подмножества, выбранного в процессе реконструкции, и в итоге ограничивается размером спекла. Для 2D XSS оно может уменьшиться до эффективного размера пикселя детектора, поскольку выполняется попиксельная реконструкция. Для 1D XSS пространственное разрешение снижается, так как формирование сигнала вдоль оси, ортогональной направлению сканирования, определяется несколькими пикселями. С одной стороны, XSVT и смешанные подходы XSS-XSVT могут обеспечить разрешение вплоть до размера пикселя. С другой стороны, смешанный XST-XSVT и подходы UMPA показывают более низкое пространственное разрешение, которое определяется размером окна подмножества, взятого вокруг

выбранного пикселя. Как правило, размеры окна намного меньше, чем для XST, и, следовательно, с UMPA и XST-XSVT может быть достигнуто более высокое разрешение. Предел разрешения можно количественно определить как удвоенную ширину окна на его полувысоте [47].

Вторым свойством, обычно используемым для оценки качества восстановленных фазово-контрастных изображений, является угловая чувствительность, которая является мерой наименьшего угла рефракции или дифференциального фазового сдвига, который может быть измерен при определенной схеме сбора данных. Чувствительность обычно количественно определяется как стандартное отклонение реконструированного угла рефракции в небольшой области интереса. Что касается пространственного разрешения, то оно также сильно зависит от схемы обработки. Как правило, оно обратно пропорционально расстоянию распространения и зависит, среди прочих факторов, от точности алгоритма реконструкции и фотонного шума. Подробное исследование шума для режима XST, основанное на моделировании и экспериментальной проверке, можно найти в работе [77]. Кроме того, для методов XST, XSVT, смешанного XST-XSVT и UMPA, которые выполняют реконструкцию в плоскости детектора, угловая чувствительность прямо пропорциональна эффективному размеру пикселя p_{eff} . Для подходов, которые работают в плоскости образца (диффузора) (в зависимости от того, установлен диффузор до или после образца, реконструкция выполняется в плоскости образца или диффузора соответственно), таких как 2D XSS и смешанный XSS-XSVT, чувствительность пропорциональна размеру шага диффузора в плоскости образца (диффузора). Это означает, что эти режимы работы могут достичь лучшей чувствительности для данной установки (сообщалось о 100-кратном улучшении чувствительности для 2D XSS по сравнению с XST [37]). Поскольку шаг сканирования диффузора обычно меньше, чем p_{eff} , для анализа 1D XSS может быть достигнута высокая чувствительность, зависящая от размера шага в направлении сканирования, тогда как чувствительность в другом направлении, которое не сканируется, пропорциональна размеру пикселя.

Другими величинами, влияющими на угловую чувствительность, являются число N шагов диффузора для реконструкции изображения и размер окна w . Можно показать, что угловая

чувствительность обратно пропорциональна w и $N^{1/2}$ [47]. Это соотношение делает подходы UMPA и XST-XSVT очень привлекательными, поскольку угловой чувствительностью можно управлять, изменяя N и w . Как упоминалось ранее, выбор w также определяет пространственное разрешение реконструируемого изображения. Таким образом, режимы UMPA и XST-XSVT позволяют гибко настраивать разрешение и чувствительность в соответствии с конкретными экспериментальными требованиями. В практической реализации также могут играть роль ограничения времени сканирования и дозы, которые неизбежно возрастают с увеличением N . Выбор N и w в итоге зависит от направленности эксперимента и желаемого результата.

5. ПЕРЕВОД НА ЛАБОРАТОРНЫЕ ИСТОЧНИКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Относительно низкие требования к временной и пространственной когерентностям рентгеновского пучка [78] делают визуализацию на основе спеклов идеальным кандидатом для применения в лабораторных условиях [10, 38]. Трансляция метода на основе спеклов на лабораторные источники была впервые продемонстрирована с помощью метода XST [31] на жидкометаллическом струйном источнике (Excillum) [79]. Вскоре после этого было сообщено также о реализации метода на том же лабораторном источнике в режиме 2D XSS [80]. В дальнейшем авторы работы [46] представили экспериментальную проверку метода UMPA для высокоразрешающей спекл-визуализации с использованием жидкометаллического струйного микрофокусного рентгеновского источника.

Источник жидкометаллической струи представляет собой лабораторный источник с относительно высоким потоком и малым размером пятна, который имеет полихроматический спектр, в котором доминируют линии излучения галлия, индия и олова жидкого анодного материала [79]. Однако было показано, что также обычные микрофокусные источники с более низким потоком и более широким спектром могут использоваться для получения изображений на основе спеклов [13, 81].

В жидкометаллическом струйном источнике можно использовать меньшие размеры пятна, поскольку жидкий анодный материал

значительно ослабляет предел мощности, что позволяет получить более высокий поток при малых размерах пятна. В обычных лабораторных источниках размер пятна часто намного больше и, следовательно, условия поперечной когерентности трудновыполнимы, что затрудняет получение рентгеновских спеклов в ближнем поле. Чтобы решить эту проблему, мы исследовали альтернативный подход, который основан на создании контрастного эталонного рисунка путем использования поглощения небольших случайных структур, например “маски произвольного поглощения”, такой как стальная вата [81]. После первых демонстраций со стальной ватой были также испытаны пористые материалы, такие как алюминий-медные и магниевые-цинковые сплавы, а также известняк и раствор в качестве масок поглощения [82]. Они потенциально могут быть изготовлены с индивидуальными параметрами, регулируемые для конкретного эксперимента.

Предложенный подход можно применить к большому диапазону лабораторных источников. Он значительно снижает требования к свойствам когерентности источника, но, с другой стороны, также приводит к потере потока. Однако следует помнить, что метод не является спекл-визуализацией в ее первоначальном определении, поскольку эталонный рисунок не является спекл-рисунком, основанным на эффектах интерференции. Было показано, что абсорбционный спекл позволяет использовать высокоэнергетические РЛ, для которых контраст обычного спекл-рисунка в ближнем поле, созданном куском наждачной бумаги, обычно низок [81].

6. РЕНТГЕНОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ НА ОСНОВЕ СПЕКЛОВ

Для многих приложений одних 2D-данных может быть недостаточно, и важно получить количественную 3D-информацию о распределении внутренней плотности в образце. Часто также представляет интерес трехмерное распределение рассеяния, которое может дать дополнительную информацию. Как показано в предыдущих разделах, визуализация на основе спеклов может предоставлять количественные фазово-контрастные сигналы, а также изображения пропускания и темнопольные изображения из одного набора данных. Переход от двумерной проекционной визуализации к трехмерной

томографии, как правило, не вызывает затруднений. Проекция с образцом в пучке обычно делается под несколькими сотнями или тысячами различных углов обзора образца от 0 до 180° (или 360°). В зависимости от режима работы изображения получаются в одном или нескольких положениях диффузора. Эталоны без образца не нужно брать для каждой проекции, и в принципе достаточно иметь по одному эталонному изображению в каждой позиции диффузора. Однако, чтобы уменьшить влияние нестабильности пучка, обычно записываются несколько эталонных проекций. Затем для каждой из проекций мультимодальные сигналы изображения восстанавливаются из полученных необработанных данных. Впоследствии алгоритм томографической реконструкции, например фильтрованная обратная проекция [83], применяется для получения фазовой томограммы, томограммы пропускания и темнопольной томограммы [10].

Фазовая томография с использованием спекл-метода была продемонстрирована как на синхротронных источниках, так и в лаборатории. В первом отчете были показаны фазовая и трансмиссионная томограммы артерии человека, полученные в режиме XST [84]. Примерно в то же время был представлен количественный анализ данных спекл-томографии по измерениям XST на жидкометаллическом лабораторном источнике [14]. Кроме того, количественная фазовая и темнопольная томография фантомного образца были успешно продемонстрированы с использованием режима 1D XSS [85].

Кроме того, подход XSVT и смешанный подход XST-XSVT были реализованы в томографическом режиме, и было показано, что комплементарные абсорбционная, фазовая и темнопольная томограммы образцов ягод могут быть успешно восстановлены [37].

XSVT особенно хорошо подходит для выполнения трехмерной мультимодальной компьютерной томографии. Действительно, без каких-либо априорных предположений об образцах для мультимодальной томографии при использовании соответствующей схемы требуется всего несколько изображений на каждую проекцию.

Небольшое количество изображений на проекцию, необходимое для XSVT, составляет главное достоинство метода. Избыточность данных в методике XSVT позволяет повысить угловую чувствительность до 10 нрад. Из этих соображений мы можем заключить, что метод XSVT пред-

ставляет собой наилучший компромисс по количеству необходимых изображений на проекцию с точки зрения чувствительности и пространственного разрешения. Таким образом, XSVT представляет собой предпочтительный подход для достижения фазово-контрастной томографии с высоким разрешением при экономичном количестве экспозиций образца [37].

В работе [86] авторы демонстрируют быструю фазовую томографию образцов вулканических пород с использованием стальной ваты в качестве случайной маски поглощения для создания маркера волнового фронта на основе эффектов поглощения. В этом исследовании метод 1D XSS использовался в сочетании с томографией сканирования “на лету” для уменьшения времени получения данных. В большинстве экспериментов сканируемый диффузор позиционируется с использованием последовательности перемещение—установка—измерение, в которой этапы перемещения и стабилизации могут занять больше времени, чем этап измерения. Время, затрачиваемое на процесс перемещение—установка, называемое накладными расходами, не используется для сбора данных, что делает сканирование малоэффективным. Чтобы добиться незначительных накладных расходов на позиционирование при любых обстоятельствах, был разработан метод сканирования “на лету”, в котором диффузор движется с постоянной скоростью, таким образом, время простоя до времени считывания детектора было сокращено [87]. По сравнению со стандартной схемой пошагового сканирования метод сканирования “на лету” повысил эффективность сбора данных в 14 раз. Время сбора данных затем было дополнительно сокращено (в 5–10 раз) за счет оптимизации параметров сканирования. Следовательно, общее время получения одного фазового томографического изображения было сокращено с десятков часов до десятков минут. Таким образом, авторы работы [86] пришли к выводу, что методы сканирования в сочетании со схемой сканирования “на лету” являются перспективными инструментами для обеспечения высокоскоростной рентгеновской спекл-томографии.

Реализация UMPA в томографии была осуществлена авторами работы [88] для обеспечения устойчивости к потенциальной нестабильности настройки, гибкости в экспериментальной установке и процедуре сбора данных, а также возможности тонкой настройки пространственного раз-

решения и чувствительности фазово-контрастных изображений в процессе реконструкции [47].

Например, в работе [28] мультимодальная рентгеновская томография использовалась в исследовании ткани мозжечка человека. Получение изображений образцов выполнялось в томографическом режиме путем записи 1801 проекции под эквидистантными углами обзора при 180-градусном вращении образца. Это повторялось для 20 положений диффузора, который сканировался по спиральной траектории, чтобы предотвратить появление артефактов. Время экспозиции на кадр составляло 50 мс, в результате чего общее время сканирования составило 46 мин. Размер окна анализа (3×3 пикселя) был выбран для алгоритма UMPA как компромисс между желаемым пространственным разрешением и уровнем шума [47].

Использование реализации UMPA для получения изображений на основе спеклов для фазовой томографии привело к улучшению угловой чувствительности по сравнению с режимом 1D XSS. Кроме того, недавние достижения в оптимизации UMPA привели к демонстрации фазо-

вой томографии UMPA для виртуальной 3D-гистологии неокрашенных биомедицинских образцов мягких тканей [88].

В работе [33] сканирующий метод СММИ был использован для высокоразрешающей и высокочувствительной мультиконтрастной томографии. Сканирование СММИ имеет лучшую эффективность, чем основанный на корреляции алгоритм XSVT, обеспечивая аналогичный или более высокий контраст изображения с гораздо меньшим количеством шагов сканирования. Выбор количества шагов может регулировать компромисс между разрешением и скоростью сбора данных, делая метод гибким для различных экспериментальных условий.

Реконструированные томографические изображения муравья, включая фазовую (а), темнопольную (б) и абсорбционную (в) визуализации, а также их 2D-срезы (г), (д) и (е) соответственно [33], показаны на рис. 6.

Набор данных томографии состоял из 900 проекций, полученных в интервале углов от 0 до 180° с размером шага 0.2° . Общее время томографических измерений составило около 4 ч

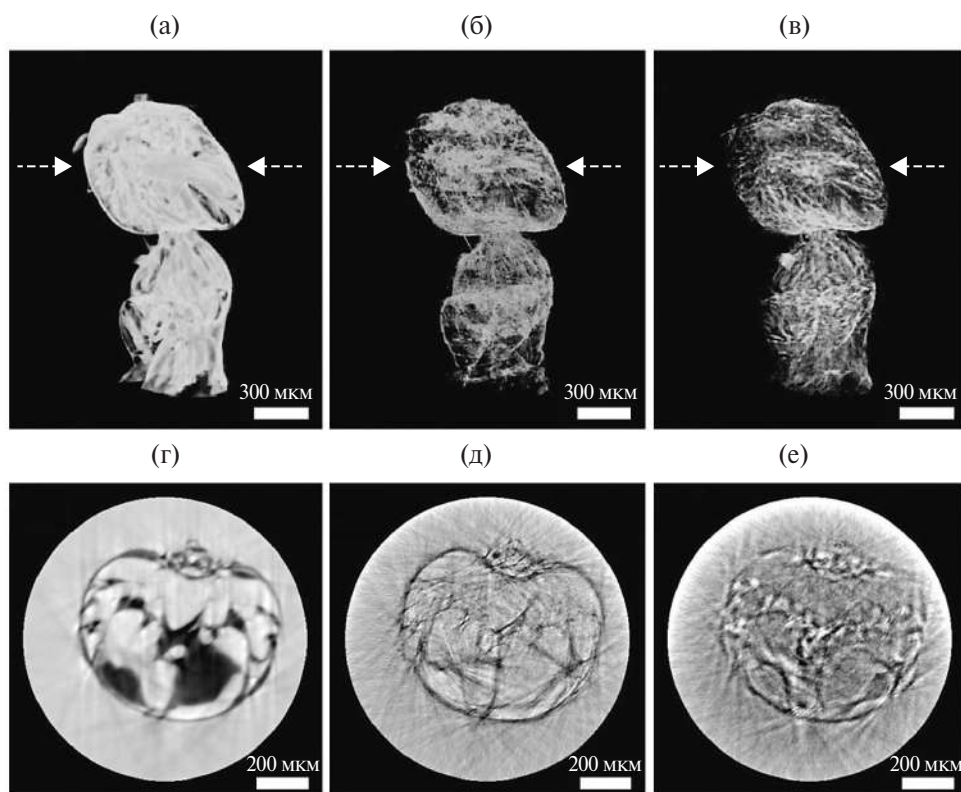


Рис. 6. Результаты реконструкции томографии с использованием сканирующего СММИ: объемная визуализация фазового (а), темнопольного (б) и абсорбционного (в) изображений муравья; (г) – (е) соответственно срезы реконструкции (а) – (в) головы насекомого, указанные стрелками [33]

со временем экспозиции 1 с для каждого изображения, что в основном было ограничено потоком рентгеновского излучения и временем сканирования. Реконструкция 3D-томографии была выполнена с использованием алгоритма фильтрованной обратной проекции с фильтром Рама–Лака с использованием набора инструментов ASTRA [89].

Сканирование СММИ является универсальным способом полномасштабной визуализации, который может стать новым стандартом для мультиконтрастной визуализации на основе спеклов. Можно ожидать множество потенциальных приложений СММИ-томографии, особенно в биомедицине [33].

7. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ СПЕКЛОВ

7.1. Получение изображений для биомедицины и материаловедения

Важной и перспективной областью применения техники на основе спеклов является рентгеновская фазово-контрастная и темнопольная визуализации, в частности для биологических, биомедицинских и доклинических исследований, а также материаловедения [10].

Было исследовано большое количество биомедицинских и биологических образцов с использованием мультимодальных методов спекл-визуализации [13, 26, 28, 84, 88, 90]. Например, была успешно получена фазовая томограмма артерии человека, показывающая превосходный контраст по сравнению с сигналом абсорбции [84]. На примере почки мыши [88] и мозжечка человека [28] было про-

демонстрировано применение спекл-визуализации для виртуальной гистологии.

На рис. 7 в качестве примера использования спекл-визуализации в медицине показаны мультиконтрастные рентгенограммы мочевых камней человека [90].

Высококонтрастные сканы различных видов ягод с использованием вариаций техники XSVT [35, 37, 41, 57, 58] указывают на возможный потенциал в области инспекции пищевых продуктов для контроля их качества и обнаружения инородных тел.

Для демонстрации еще одного важного применения рентгеновской спекл-визуализации (неразрушающего контроля дефектов электронной продукции) на рис. 8 приведены реконструированные абсорбционные и темнопольные изображения карты памяти компьютера [81]. Можно сразу распознать отличительную информацию, предоставленную двумя изображениями. Хотя тонкие детали чипа четко отображаются на абсорбционном изображении (рис. 8а), контраст выделенной области слабый. Провода под резисторами едва заметны (рис. 8б); напротив, они четко различимы на соответствующих темнопольных изображениях (рис. 8 г).

Для определения возможностей спекл-визуализации в геологии в работах [26, 82] была проведена двухмерная проекционная визуализация тонких срезов вулканических пород с использованием метода 1D XSS. В работе [91] была представлена первая демонстрация XST-томографии образца цементного раствора на лабораторной установке с использованием спекл-визуализации. Результаты показали применимость техники для объемной реконструкции пористых и композитных материалов.

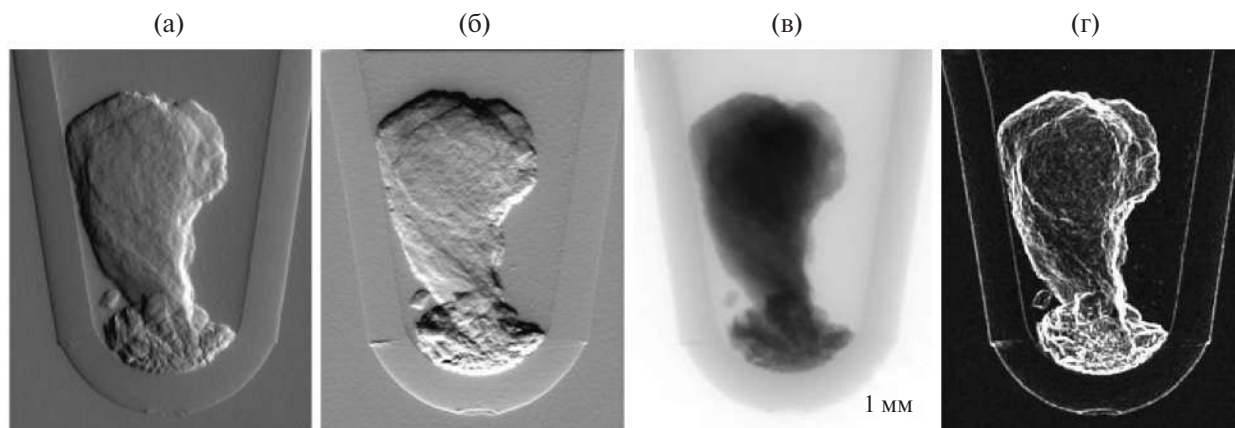


Рис. 7. Мультиконтрастные рентгенограммы мочевых камней человека: угол горизонтальной (а) и вертикальной (б) рефракции; абсорбционный (в) и темнопольный (г) контрасты [90]

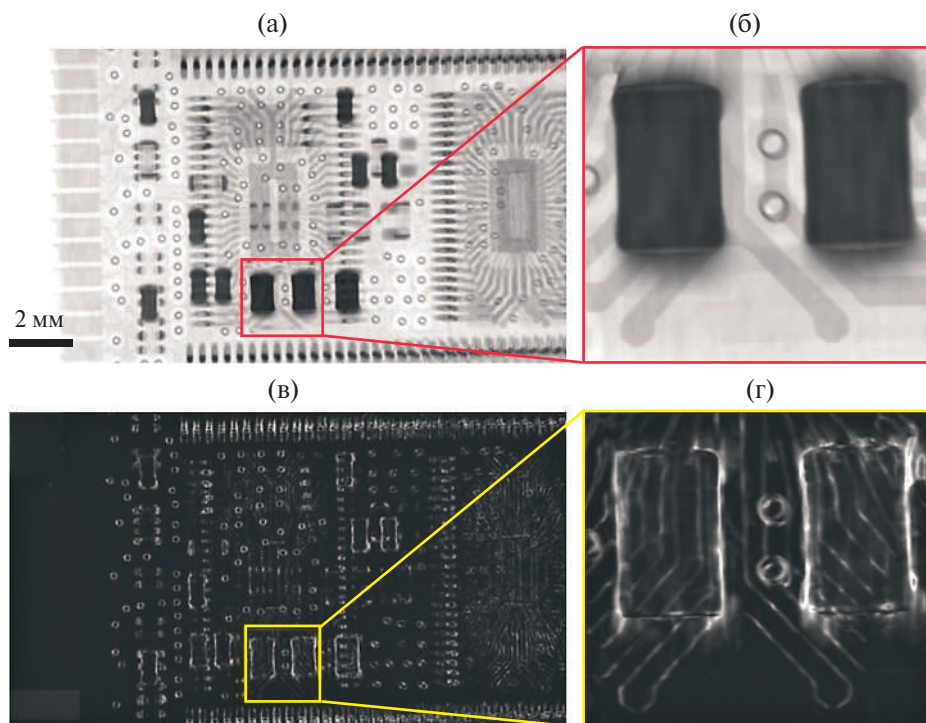


Рис. 8. Полученное абсорбционное (а) и темнопольное (в) изображения микрочипа с использованием лабораторной микрофокусной рентгеновской трубки; (б), (г) — увеличенные части изображений (а), (в) [81]

7.2. Метрология и зондирование волнового фронта

Простая и надежная экспериментальная установка и высокая угловая чувствительность делают метод на основе спеклов идеальным кандидатом для метрологии [10]. Идея применения спекл-изображения для измерения волнового фронта и характеристики рентгеновской оптики была представлена еще в первых публикациях, посвященных этому методу [6, 29]. В последующие годы сообщалось о более широком использовании спеклов ближнего поля для характеристики рефракционных линз [15, 47, 92–95], рентгеновских зеркал [15, 93, 96–104], а также для анализа волнового фронта рентгеновского пучка [6, 29, 93] и измерения его поперечной длины когерентности [15, 105, 106].

Метод может быть реализован в двух режимах: абсолютном и дифференциальном [94]. В абсолютной конфигурации диффузор размещается перед исследуемой оптикой (рис. 9а), и вычисляется первая производная волнового фронта. В дифференциальной конфигурации (рис. 9б) диффузор помещается за фокальной плоскостью фокусирующей оптики и измеряется вторая производная волнового фронта. В этом режиме учитываются несовершенства не только

тестируемого оптического элемента, но и любой оптики перед точкой измерения [107].

Оптические элементы с умеренной рефракцией, такие как рефракционная линза, могут быть проанализированы с использованием общего дифференциального режима, который основан на получении одной или нескольких эталонных интерференционных картин и одной или нескольких эталонных картин с оптикой в пучке и последующем восстановлении дифференциальной фазы одним из доступных методов анализа (см. разд. 3).

При малом наклоне волнового фронта R локальный радиус кривизны волнового фронта определяется выражением

$$R^{-1} = (\lambda/2\pi) (d^2\Phi/dy^2) = d\phi/dy. \quad (22)$$

Здесь y указывает вертикальное направление. В случае дифференциального режима радиус волнового фронта R_i для пикселя i можно рассчитать с помощью соотношения [100, 101, 108]

$$R_i/(R_i - L) = d(i - j)/s_i, \quad (23)$$

где L — расстояние между диффузором и детектором, d — размер пикселя детектора, i и j — индексы двух выбранных строк на детекторе, а s_i — соответствующее расстояние в плоскости диффузора между лучами, падающими на

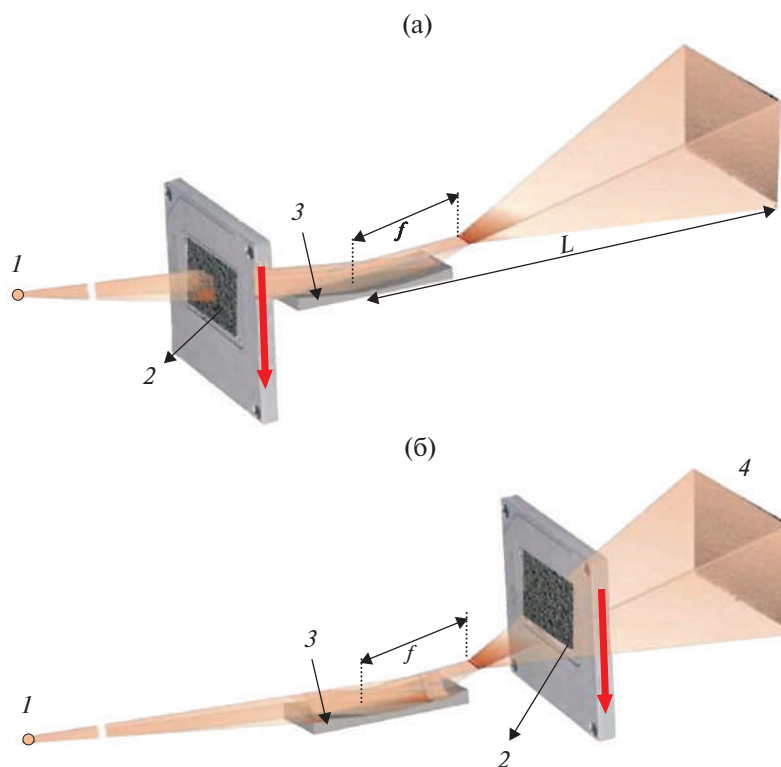


Рис. 9. Схема экспериментальной установки для характеристики волнового фронта в абсолютном (а) и дифференциальном (б) режимах: 1 – источник излучения, 2 – диффузор (наждачная бумага), 3 – биморфное зеркало (f – его фокусное расстояние), 4 – детектор, 5 – спекл-картины [98]

пиксели в строках i и j (рис. 10). Предполагая, что диффузор сканируется линейно с шагом η , можно построить две спекл-структуры из строк i и j в стопке изображений сканирования. Используя взаимную корреляцию [30], можно вычислить относительное смещение ξ между двумя рисунками, и тогда расстояние между двумя лучами в плоскости диффузора эквивалентно смещению диффузора: $s_i = \xi_i \eta$ [108].

Из уравнения (23) следует, что

$$R_i^{-1} = [(i-j)d - \xi_i \eta] / (i-j)dL. \quad (24)$$

Следовательно, локальный радиус кривизны волнового фронта можно точно измерить, анализируя спеклы из соседних пикселей. После вычисления R^{-1} можно определить наклон волнового фронта ϕ вдоль вертикальной координаты у детектора из уравнения (22) [101, 103, 108, 109]. Градиент волнового фронта, $\partial\Phi/\partial u$, восстанавливается методом двумерного численного интегрирования [110, 111]. Наконец, 2D-интегрирование $\partial\Phi/\partial u$ дает волновой фронт Φ [21].

Абсолютная метрология необходима для оптимизации оптической конфигурации канала пучка, а также для обеспечения опорных значений при сравнении различных пучков. Чтобы

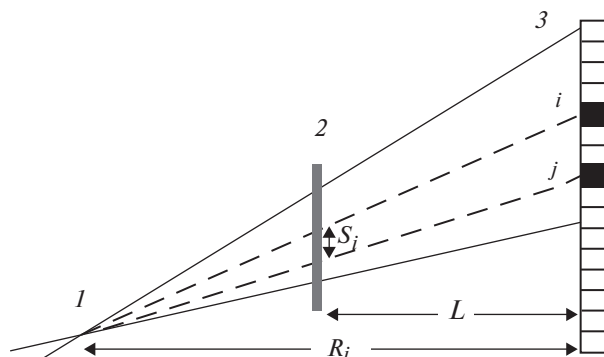


Рис. 10. Экспериментальная схема, используемая для дифференциальной метрологии рентгеновской фокусирующей оптики: 1 – фокус, 2 – диффузор, 3 – пиксельный детектор [103]

выполнить оптимизацию активной оптики, необходима абсолютная метрология для измерения волнового фронта и, в итоге, его корректировки. Типичная информация, полученная с использованием абсолютной метрологии, – радиус кривизны пучка и оптические aberrации. Такие данные позволяют измерять фокусное расстояние и размер пучка в фокальной плоскости [107].

В абсолютном режиме детектор должен иметь возможность перемещения вдоль оси пучка между двумя сборами данных.

Если $L_{1,2}$ — расстояние между двумя положениями детектора, то локальная производная волнового фронта $\nabla\Phi$ восстанавливается с помощью уравнения

$$\nabla\Phi = v/L_{1,2}, \quad (25)$$

где v — локальное смещение спекл-структуры. Принцип метода отслеживания рентгеновских спеклов заключается в том, чтобы взять подмножество изображений, собранных на первом детекторе, и найти его аналог на втором детекторе, используя алгоритм кросс-корреляции для нахождения v и, следовательно, $\nabla\Phi$ [112].

Приборы, представленные в работах [112–114], используют два детектора, собирающих возбуждаемый рентгеновским излучением видимый свет в сцинтилляторах, размещенных последовательно в двух разных плоскостях распространения. Первый сцинтиллятор изготовлен из тонкого материала с низким поглощением, он пропускает большую часть рентгеновского пучка. Видимый свет, генерируемый люминесценцией, затем отображается на чипе ПЗС через объектив микроскопа и зеркале, ориентированном под углом 45° по отношению к направлению зондируемого пучка и прозрачным для РЛ. Вторая камера имеет более традиционную концепцию с толстым сцинтиллятором, соединенным с системой объектива микроскопа для полного поглощения рентгеновского пучка. Две камеры запускаются для получения изображений пучка одновременно в двух разных плоскостях распространения.

Разработанный датчик волнового фронта, способный работать в жестком рентгеновском диапазоне с ультраинтенсивными импульсами, может использоваться в качестве инструмента для мониторинга и оптимизации пучка рентгеновского лазера на свободных электронах. Датчик позволит получать уникальное представление о поведении оптики и контролировать параметры рентгеновского импульса в реальном времени [112].

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Несмотря на то, что рентгеновская визуализация ближнего поля на основе спеклов была разработана совсем недавно, она быстро разви-

вается и вызывает растущий интерес. Метод был продемонстрирован в различных режимах сбора данных и реконструкции, отвечающих различным требованиям к пространственному разрешению, угловой чувствительности и времени сканирования. Последние достижения методики дают возможность гибко настраивать эти свойства, регулируя параметры реконструкции и сканирования. Разработанная на синхротронах рентгеновская спекл-визуализация вскоре была переведена на лабораторные источники, что сделало метод доступным широкому кругу пользователей.

Ожидается, что она будет использоваться в двух различных научных средах: для специализированных и фундаментальных исследований и метрологии на синхротронах и новых источниках ЛСЭ и в более доступных лабораторных условиях для высокоэффективных и рутинных приложений в различных областях исследований, а также для клинического и промышленного/коммерческого использования.

Текущие приложения метода на основе спеклов были сосредоточены на метрологии, характеристике оптики и измерении фазы пучка, для которых была достигнута чрезвычайно высокая чувствительность. Результаты, полученные с помощью рентгеновской фазово-контрастной и темнопольной томографий для биомедицинских приложений и материаловедения, указывают на высокий потенциал спекл-визуализации в этих областях. Ожидаются дальнейшие применения спекл-томографии для мультимодальной количественной визуализации внутренней структуры образцов.

В рентгеновском ЛСЭ спекл-технология нашла свои первые применения для целей метрологии и ожидается, что за ней последуют приложения для визуализации. Для этой цели необходимо будет разработать методы быстрого сбора данных, чтобы справиться с малой длительностью рентгеновского импульса, его деструктивным характером и флуктуациями пучка от импульса к импульсу, которые не позволяют выполнять пошаговое перемещение диффузора.

Будущая работа по улучшению существующих реализаций спекл-визуализации может включать разработку альтернативных материалов рассеивателя, которые можно адаптировать к конкретным экспериментальным установкам, а также дальнейшую оптимизацию и ускорение алгоритмов реконструкции. Надежность

и простота реализации рентгеновских спекл-изображений привлекли повышенный интерес и обширные исследования техники в последние несколько лет. Ожидается, что наибольшее сообщество пользователей будет найдено для приложений в лаборатории. Хотя осуществимость визуализации на основе спеклов в рентгеновских лабораторных источниках была продемонстрирована, все еще требуется работа по увеличению скорости визуализации и оптимизации установок, особенно для реализаций томографии.

Следуя новым разработкам, можно ожидать широкого использования рентгеновской спекл-визуализации и метрологии для приложений в расширяющемся диапазоне областей [10].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Snigirev A., Snigireva I., Kohn V., Kuznetsov S., Schelokov I. Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. № 12. P. 5486.
<https://doi.org/10.1063/1.1146073>
2. Matsunaga N., Yano K., Endrizzi M., Olivo A.J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. № 9. P. 095401.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab5aa0>
3. Förster E., Goetz K., Zaumseil P. Krist. Tech. 1980. V. 15 № 8. P. 937
<https://doi.org/10.1002/crat.19800150812>
4. Ingal V.N., Beliaevskaya E.A. J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28 № 11. P. 2314.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/28/11/012>
5. Pfeiffer F., Bech M., Bunk O., Donath T., Henrich B., Kraft P., David C.J. Appl. Phys. 2009. V. 105. № 10. P. 102006.
<https://doi.org/10.1063/1.3115639>
6. Berujon S., Wang H., Sawhney K. Phys. Rev. A. 2012. V. 86. № 6. P. 063813.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.063813>
7. Morgan K.S., Paganin D.M., Siu K.K.W. Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. № 12. P. 124102
<https://doi.org/10.1063/1.3694918>
8. Cerbino R., Peverini L., Potenza M., Robert A., Bösecke P., Giglio M. Nature Phys. 2008. V. 4. № 3. P. 238.
<https://doi.org/10.1038/nphys837>
9. Celestre R., Quennot L., Ninham C., Brun E., Fardín L.J. Synchrotron Rad. 2025. V. 32. № 1. P. 180.
<https://doi.org/10.1107/S1600577524010117>
10. Zdora M.-C. J. Imaging. 2018. V. 4. № 5. P. 60.
<https://doi.org/10.3390/jimaging4050060>
11. Kashyap Y., Wang H., Sawhney K. Opt. Express. 2016. V. 24. № 16. P. 18664.
<https://doi.org/10.1364/OE.24.018664>
12. Berujon S., Ziegler E., Cerbino R., Peverini L. Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. № 15. P. 158102.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.158102>
13. Wang H., Kashyap Y., Sawhney K. Sci. Rep. 2016. V. 6. № 1. P. 20476.
<https://doi.org/10.1038/srep20476>
14. Zanette I., Zdora M.-C., Zhou T., Burvall A., Larsson D.H., Thibault P., Hertz H.M., Pfeiffer F. Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2015. V. 112 № 41. P. 12569.
<https://doi.org/10.1073/pnas.1502828112>
15. Wang H., Zhou T., Kashyap Y., Sawhney K. Proc. SPIE. 2017. V. 10388. P. 103880I.
<https://doi.org/10.1117/12.2274781>
16. Lu X., Mochrie S.G.J., Narayanan S., Sandy A.R., Sprung M.J. Synchrotron Radiat. 2011. V. 18 № 6. P. 823.
<https://doi.org/10.1107/S0909049511037149>
17. Siano M., Paroli B., Potenza M.A.C. Adv. Phys.: X. 2021. V. 6. № 1. P. 1891001.
<https://doi.org/10.1080/23746149.2021.1891001>
18. Zdora M.-C., Thibault P., Deyhle H., Vila-Co-mamala J., Rau C., Zanette I.J. Instrum. 2018. V. 13. № 5. P. C05005.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/C05005>
19. Nita L.-A., Iovea M., Suliman G., Enciu A., Neagu M.U.P.B. Sci. Bull. Series A. 2023. V. 85. № 1. P. 149.
20. Tian N., Jiang H., Li A., Liang D., Yan S., Zhang Z.J. Synchrotron Rad. 2020. V. 27. № 1. P. 146.
<https://doi.org/10.1107/S1600577519015200>
21. Berujon S., Cojocaru R., Piault P., Celestre R., Roth T., Barrett R., Ziegler E.J. Synchrotron Rad. 2020. V. 27. № 2. P. 293.
<https://doi.org/10.1107/S1600577520000508>
22. Reu P. Experimental Techniques. 2014. V. 38. № 5. P. 1.
<https://doi.org/10.1111/ext.12111>
23. Котельников В.А. УФН. 2006. Т. 176. № 7. С. 762.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0176.200607h.0762>
24. Kohn V., Snigireva I., Snigirev A. Opt. Commun. 2001. V. 198. № 4-6. P. 293.
[https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(01\)01544-9](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(01)01544-9)
25. Aloisio I.A., Paganin D.M., Wright C.A., Morgan K.S. J. Synchrotron Radiat. 2015. V. 22. № 5. P. 1279.
<https://doi.org/10.1107/S1600577515011406>
26. Zhou T., Wang H., Connolley T., Scott S., Baker N., Sawhney K.J. Synchrotron Radiat. 2018. V. 25. № 3. P. 801.
<https://doi.org/10.1107/s1600577518003193>
27. Xue L., Luo H., Diao Q., Yang F., Wang J., Li Z. Sensors. 2020. V. 20. № 22. P. 6660.
<https://doi.org/10.3390/s20226660>

28. *Savatović S., Zdora M.-C., De Marco F. et al.* Biomed. Opt. Express. 2024. V. 15. № 1. P. 142.
<https://doi.org/10.1364/BOE.502664>
29. *Bérubon S., Ziegler E., Cerbino R., Peverini L.* Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. № 15. P. 158102.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.158102>
30. *Pan B., Qian K., Xie H., Asundi A.* Meas. Sci. Technol. 2009. V. 20. № 6. P. 062001.
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/6/062001>
31. *Zanette I., Zhou T., Burvall A., Lundström U., Larsson D.H., Zdora M., Thibault P., Pfeiffer F., Hertz H.M.* Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. № 25. P. 253903.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.253903>
32. *Qiao Z., Shi X., Wojcik M.J., Rebuffi L., Assoufid L.* Appl. Phys. Lett. 2021. V. 119. № 1. P. 011105.
<https://doi.org/10.1063/5.0053553>
33. *Qiao Z., Shi X., Wojcik M., Assoufid L.J.* Imaging. 2021. V. 7. № 12. P. 249.
<https://doi.org/10.3390/jimaging7120249>
34. *Zdora M.-C., Thibault P., Rau C., Zanette I.J.* Phys. Conf. Ser. 2017. V. 849. № 1. 012024.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/849/1/012024>
35. *Berujon S., Ziegler E.* Phys. Rev. A. 2015. V. 92 № 1. P. 013837.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.013837>
36. *Bing P., Hui-min X., Boqin X., Fui-long D.* Meas. Sci. Technol. 2006. V. 17. № 4. P. 1615.
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/17/6/045>
37. *Berujon S., Ziegler E.* Phys. Rev. Appl. 2016. V. 5. № 4. P. 044014.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.5.044014>
38. *Quénol L., Rougé-Labriet H., Bohic S., Berujon S., Brun E.* Optica. 2021. V. 8. № 11. P. 1412.
<https://doi.org/10.1364/OPTICA.434954>
39. *Qiao Z., Shi X., Celestre R., Assoufid L.* Opt. Express. 2020. V. 28. № 22. P. 33053.
<https://doi.org/10.1364/OE.404606>
40. *Sun C.* Image Vision Comput. 2002. V. 20. № 13-14. P. 981.
[https://doi.org/10.1016/S0262-8856\(02\)00112-9](https://doi.org/10.1016/S0262-8856(02)00112-9)
41. *Berujon S., Ziegler E.* Phys. Rev. A. 2017. V. 95. № 6. P. 063822.
<https://doi.org/10.1103/physreva.95.063822>
42. *Rouge-Labriet H., Quénol L., Bohic S., Fayard B., Paganin D.M., Brun E., Berujon S.* Phys. Med. Biol. 2021. V. 66. № 6. P. 065005.
<https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab87f7>
43. *Tian N., Jiang H., Li A., Liang D., Yu F.* Sci. Rep. 2020. V. 10. № 1. P. 14238.
<https://doi.org/10.1038/s41598-020-71158-9>
44. *Heil C.E., Walnut D.F.* SIAM Rev. 1989. V. 31. № 4. P. 628.
<https://doi.org/10.1137/1031129>
45. *Shensa M.J.* IEEE Trans. Signal Process. 1992. V. 40. № 10. P. 2464.
<https://doi.org/10.1109/78.157290>
46. *Zdora M.-C., Zanette I., Walker T., Phillips N.W., Smith R., Deyhle H., Ahmed S., Thibault P.* Appl. Opt. 2020. V. 59. № 8. P. 2270.
<https://doi.org/10.1364/AO.384531>
47. *Zdora M.-C., Thibault P., Zhou T. et al.* Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. № 20. P. 203903.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.203903>
48. *De Marco F., Savatović S., Smith R., Di Trapani V., Margini M., Lautizi G., Thibault P.* Opt. Express. 2023. V. 31. № 1. P. 635.
<https://doi.org/10.1364/OE.474794>
49. *Paganin D.M., Labriet H., Brun E., Berujon S.* Phys. Rev. A. 2018. V. 98. № 5. P. 053813.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.98.053813>
50. *Mitome M.* Microscopy (Oxford). 2020. V. 70. № 1. P. 69.
<https://doi.org/10.1093/jmicro/dfaa053>
51. *Gureyev T.E., Nesterets Y.I., Paganin D.M., Wilkins S.W.* J. Opt. Soc. Am. A. 2006. V. 23 № 1. P. 34.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.23.000034>
52. *Oberst U.* SIAM J. Control Optim. 2007. V. 46. № 2. P. 496.
<https://doi.org/10.1137/060658242>
53. *Horn B.K.P., Schunck B.G.* Artif. Intell. 1981. V. 17. № 1-3. P. 185.
[https://doi.org/10.1016/0004-3702\(81\)90024-2](https://doi.org/10.1016/0004-3702(81)90024-2)
54. *Atcheson B., Heidrich W., Ihrke I.* Exp. Fluids. 2009. V. 46. № 3. P. 467.
<https://doi.org/10.1007/s00348-008-0572-7>
55. *Pavlov K.M., Li H., Paganin D.M., Berujon S., Rougé-Labriet H., Brun E.* Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13. № 5. P. 054023.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.054023>
56. *Gureyev T.E., Nesterets Y.I., Paganin D.M.* Phys. Rev. A. 2015. V. 92. № 5. P. 053860.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.053860>
57. *Pavlov K.M., Paganin D.M., Li H., Berujon S., Rouge-Labriet H., Brun E.J.* Opt. 2020. V. 22. № 12. P. 125604.
<https://doi.org/10.1088/2040-8986/abc313>
58. *Pavlov K.M., Paganin D.M., Morgan K.S. et al.* Phys. Rev. A. 2021. V. 104. № 5. P. 053505.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.104.053505>
59. *Paganin D.M., Morgan K.S.* Sci. Rep. 2019. V. 9. № 1. P. 17537.
<https://doi.org/10.1038/s41598-019-52284-5>
60. *Morgan K.S., Paganin D.M.* Sci. Rep. 2019. V. 9. № 1. P. 17465.
<https://doi.org/10.1038/s41598-019-52283-6>
61. *Alloo S.J., Paganin D.M., Croughan M.K., Ahlers J.N., Pavlov K.M., Morgan K.S.* Opt. Express. 2025. V. 33. № 2. P. 3577.
<https://doi.org/10.1364/OE.545960>
62. *Pagot E., Cloetens P., Fiedler S. et al.* Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. № 20. P. 3421.
<https://doi.org/10.1063/1.1575508>

63. *Jensen T.H., Bech M., Bunk O., Donath T., David C., Feidenhans'l R., Pfeiffer F.* Phys. Med. Biol. 2010. V. 55. № 12. P. 3317.
<https://doi.org/10.1088/0031-9155/55/12/004>
64. *Jensen T.H., Bech M., Zanette I. et al.* Phys. Rev. B. 2010. V. 82. № 21. P. 214103.
<https://doi.org/10.1103/PHYSREVB.82.214103>
65. *Schaff F., Malecki A., Potdevin G., Eggl E., Noel P.B., Baum T., Garcia E.G., Bauer J.S., Pfeiffer F.* Sci. Rep. 2014. V. 4. № 1. P. 3695.
<https://doi.org/10.1038/srep03695>
66. *Zhou T., Wang H., Sawhney K.* Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. № 9. P. 91102.
<https://doi.org/10.1063/1.5047400>
67. *Wang H., Sawhney K.* PNAS. 2021. V. 118. № 9. P. e2022319118.
<https://doi.org/10.1073/pnas.2022319118>
68. *Smith R., De Marco F., Broche L., Zdora M.-C., Phillips N.W., Boardman R., Thibault P.* PLOS ONE. 2022. V. 17. № 8. P. e0273315.
<https://doi.org/10.1371/journal.pone.0273315>
69. *Alloo S.J., Morgan K.S., Paganin D.M., Pavlov K.M.* Sci. Rep. 2023. V. 13. № 1. 5424.
<https://doi.org/10.1038/s41598-023-31574-z>
70. *Галушкин А.И.* Нейронные сети: основы теории. М.: Горячая линия—Телеком, 2024.
71. *LeCun Y., Bengio Y., Hinton G.* Nature. 2015. V. 521. № 7553. P. 436.
<https://doi.org/10.1038/nature14539>
72. *Hinton G.E., Simon O., Teh Y.-W.* Neural comput. 2006. V. 18. № 7. P. 1527.
<https://doi.org/10.1162/neco.2006.18.7.1527>
73. *Qiao Z., Shi X., Yao Y., Wojcik M.J., Rebuffi L., Cherukara M.J., Assoufid L.* Optica. 2022. V. 9. № 4. P. 391.
<https://doi.org/10.1364/OPTICA.453748>
74. *Yu F., Du K., Ju X. et al.* IUCrJ. 2024. V. 11. № 1. P. 73.
<https://doi.org/10.1107/S2052252523010114>
75. *Yamashita R., Nishio M., Do R.K.G., Togashi K.* Insights Imaging. 2018. V. 9 № 4. P. 611.
<https://doi.org/10.1007/s13244-018-0639-9>
76. *Shi S.Q.Z., Shapira N., Noël P.B., Meyer S.* arXiv: 2305.01871v1.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2305.01871>
77. *Zhou T., Zdora M.-C., Zanette I., Romell J., Hertz H.M., Burvall A.* Opt. Lett. 2016. V. 41. № 23. P. 5490.
<https://doi.org/10.1364/OL.41.005490>
78. *Zdora M.-C., Thibault P., Pfeiffer F., Zanette I.J.* Appl. Phys. 2015. V. 118 № 11. P. 113105.
<https://doi.org/10.1063/1.4931145>
79. *Hemberg O., Otendal M., Hertz H.M.* Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. № 7. P. 1483.
<https://doi.org/10.1063/1.1602157>
80. *Zhou T., Zanette I., Zdora M.-C. et al.* Opt. Lett. 2015. V. 40. № 12. P. 2822
<https://doi.org/10.1364/OL.40.002822>
81. *Wang H., Kashyap Y., Cai B., Sawhney K.* Sci. Rep. 2016. V. 6(1). P. 30581.
<https://doi.org/10.1038/srep30581>
82. *Wang H., Cai B., Pankhurst M.J. et al.* J. Synchrotron Rad. 2018. V. 25 № 4. P. 1182.
<https://doi.org/10.1107/S1600577518005623>
83. *Kak A.C., Slaney M.* Principles of Computerized Tomography Imaging. IEEE Press: New York. 1988.
84. *Wang H., Berujon S., Herzen J., Atwood R., Laundry D., Hipp A., Sawhney K.* Sci. Rep. 2015. V. 5 № 1. P. 8762.
<https://doi.org/10.1038/srep08762>
85. *Wang H., Kashyap Y., Sawhney K.* Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. № 12. P. 124102.
<https://doi.org/10.1063/1.4944462>
86. *Wang H., Atwood R.C., Pankhurst M.J. et al.* Sci. Rep. 2019. V. 9 № 1. P. 8913.
<https://doi.org/10.1038/s41598-019-45561-w>
87. *Huang X., Lauer K., Clark J.N., Xu W., Nazaretski E., Harder R., Robinson I.K., Chu Y.S.* Sci. Rep. 2015. V. 5. № 1. P. 9074.
<https://doi.org/10.1038/srep09074>
88. *Zdora M.-C., Thibault P., Kuo W. et al.* Optica. 2020. V. 7 № 9. P. 1221.
<https://doi.org/10.1364/OPTICA.399421>
89. *Van Aarle W., Palenstijn W.J., Cant J. et al.* Opt. Express. 2016. V. 24 № 22. P. 25129.
<https://doi.org/10.1364/OE.24.025129>
90. *Saghamanesh S., Richter H., Neels A., Zboray R.* Appl. Sci. 2022. V. 12. № 8. P. 3798.
<https://doi.org/10.3390/app12083798>
91. *Zhou T., Yang F., Kaufmann R., Wang H.J.* Imaging. 2018. V. 4. № 5. P. 69.
<https://doi.org/10.3390/jimaging4050069>
92. *Berujon S., Wang H., Sawhney K.J.S.* J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 425. № 5. P. 052020.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/425/5/052020>
93. *Wang H., Berujon S., Sutter J., Alcock S.G., Sawhney K.* Proc. SPIE. 2014. V. 9206. P. 920608.
<https://doi.org/10.1117/12.2062828>
94. *Wang H., Kashyap Y., Sawhney K.* Opt. Express. 2015. V. 23. № 18. P. 23310.
<https://doi.org/10.1364/oe.23.023310>
95. *Zdora M.-C., Zanette I., Zhou T. et al.* Opt. Express. 2018 V. 26 № 4. P. 4989.
<https://doi.org/10.1364/OE.26.004989>
96. *Berujon S., Wang H., Alcock S., Sawhney K.* Opt. Express. 2014. № 22. P. 6438.
<https://doi.org/10.1364/OE.22.006438>
97. *Wang H., Kashyap Y., Laundry D., Sawhney K.J.* Synchrotron Rad. 2015. V. 22. № 4. P. 925.
<https://doi.org/10.1107/S1600577515006657>
98. *Kashyap Y., Wang H., Sawhney K.* Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. № V. № 5. P. 052001.
<https://doi.org/10.1063/1.4949004>
99. *Sawhney K., Alcock S., Sutter J., Berujon S., Wang H., Signorato R.J.* Phys. Conf. Ser. 2013. V. 425. № 5. P. 052026.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/425/5/052026>

100. Wang H., Sutter J., Sawhney K. Opt. Express. 2015. V. 23. № 2. P. 1605.
<https://doi.org/10.1364/OE.23.001605>
101. Kashyap Y., Wang H., Sawhney K.J. Synchrotron Rad. 2016. V. 23. № 5. P. 1131.
<https://doi.org/10.1107/S1600577516012509>
102. Wang H., Kashyap Y., Zhou T., Sawhney K. Proc. SPIE. 2017. V. 10385. P. 1038504.
<https://doi.org/10.1117/12.2274780>
103. Zhou T., Wang H., Fox O.J.L., Sawhney K.J.S. Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90 № 2. P. 021706.
<https://doi.org/10.1063/1.5057712>
104. Jiang H., Xie J., He Y., Jiang Z., Liang D., Yu H., Li A. Opt. Express. 2024. V. 32. № 8. P. 13597.
<https://doi.org/10.1364/OE.514734>
105. Kashyap Y., Wang H., Sawhney K. Phys. Rev. A. 2015. V. 92. № 3. P. 033842.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.033842>
106. Alaimo M., Potenza M., Manfreda M., Geloni G., Sztucki M., Narayanan T., Giglio M. Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. № 19. P. 194805.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.194805>
107. Berujon S., Cojocaru R., Piault P., Celestre R., Roth T., Barrett R., Ziegler E.J. Synchrotron Rad. 2020 V. 27. № 2. P. 284.
<https://doi.org/10.1107/S1600577520000491>
108. Zhou T., Wang H., Fox O., Sawhney K. Opt. Express. 2018. V. 26. № 21. P. 26961.
<https://doi.org/10.1364/OE.26.026961>
109. Jiang H., Tian N., Liang D., Du G., Yan S.J. Synchrotron Rad. 2019. V. 26. № 3. P. 729.
<https://doi.org/10.1107/S1600577519003047>
110. Southwell W.H. J. Opt. Soc. Am. 1980. 70. № 8. P. 998.
<https://doi.org/10.1364/JOSA.70.000998>
111. Frankot R.T., Chellappa R. IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell. 1988. V. 10. № 4. P. 439.
<https://doi.org/10.1109/34.3909>
112. Berujon S., Ziegler E., Cojocaru R., Martin T. Proc. SPIE. 2017. V. 10237. P. 102370K.
<https://doi.org/10.1117/12.2269452>
113. Berujon S., Ziegler E., Cloetens P.J. Synchrotron Rad. 2015. V. 22. № 4. P. 886.
<https://doi.org/10.1107/S1600577515005433>
114. Seaberg M., Cojocaru R., Berujon S. et al. J. Synchrotron Rad. 2019. V. 26 № 4. P. 1115.
<https://doi.org/10.1107/S1600577519005721>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 621.039.34

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ РАДИОИЗОТОПОВ ИРИДИЯ ^{189}Ir , ^{190}Ir , ^{192}Ir И ПЛАТИНЫ ^{188}Pt , ^{189}Pt , ^{191}Pt ПРИ ОБЛУЧЕНИИ “ТОЛСТОЙ” МИШЕНИ ИЗ ПРИРОДНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ИРИДИЯ ЯДРАМИ ^1H

© 2026 г. Т. М. Фазлиев*, Р. А. Алиев, В. А. Загрядский, Е. С. Кормазева,
К. О. Королев, Т. М. Кузнецова, А. В. Курочкин, В. И. Новиков, И. Н. Попов

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Российская Федерация, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1*

* E-mail: goldygopher@mail.ru

Поступила в редакцию 11.11.2025

После доработки 12.01.2026

Принята к публикации 23.01.2026

Работа посвящена измерению выходов радиоизотопов иридия ^{189}Ir , ^{190}Ir , ^{192}Ir и платины ^{188}Pt , ^{189}Pt и ^{191}Pt при облучении протонами с энергией около 30 МэВ на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт” толстой мишени из природного металлического иридия. Экспериментальные значения выходов сопоставлялись с соответствующими расчетными результатами, полученными с использованием данных из библиотеки TENDL-2023. На основании полученных в работе экспериментальных результатов о выходе целевого радиоизотопа ^{189}Ir по реакции $^{191}\text{Ir}(p,3n)^{189}\text{Pt}$ ($T_{1/2} = 10.87$ ч) $\rightarrow$ ^{189}Ir и в прямой реакции $^{191}\text{Ir}(p,p2n)^{189}\text{Ir}$ сделан вывод о возможности создания $^{189}\text{Ir}/^{189\text{m}}\text{Os}$ -изотопного генератора с активностью по эмиттеру Оже и конверсионных электронов $^{189\text{m}}\text{Os}$ на уровне 100 МБк, что обеспечит его применение в клинической практике.

DOI: 10.7868/S3034564226020021

1. ВВЕДЕНИЕ

В ядерной медицине приобретает популярность новый подход к терапии онкологических заболеваний, основанный на применении эмиттеров Оже и конверсионных электронов [1, 2]. Согласно работе [3], радиоизотоп $^{189\text{m}}\text{Os}$ ($T_{1/2} = 5.81$ ч) является одним из наиболее перспективных терапевтических эмиттеров Оже и конверсионных электронов. Преимущества $^{189\text{m}}\text{Os}$ обусловлены чрезвычайно низкой гамма-постоянной, что исключает побочные радиологические нагрузки при терапии, и возможностью получать $^{189\text{m}}\text{Os}$ генераторным методом ($^{189}\text{Ir}/^{189\text{m}}\text{Os}$). Предшественник $^{189\text{m}}\text{Os}$ в генераторе ^{189}Ir ($T_{1/2} = 13.2$ дня) может быть наработан по реакциям $^{191}\text{Ir}(p,p2n)^{189}\text{Ir}$, $^{191}\text{Ir}(p,3n)^{189}\text{Pt}$ ($T_{1/2} = 10.87$ ч) $\rightarrow$ ^{189}Ir на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт”.

Для наработки ^{189}Ir можно использовать мишень из природного иридия, содержание изотопа ^{191}Ir в котором составляет 37.3 %. Поскольку вероятность выхода $^{189\text{m}}\text{Os}$ при распаде ^{189}Ir составляет только 7.5 % [3], для получения терапевтической активности $^{189\text{m}}\text{Os}$ важно, чтобы активность ^{189}Ir в изотопном генераторе была достаточно высокой. С целью оценки возможности наработки радиоизотопа ^{189}Ir в количестве, достаточном для практического применения в изотопном генераторе $^{189}\text{Ir}/^{189\text{m}}\text{Os}$, в нашей работе был измерен выход ^{189}Ir , выход изотопа ^{189}Pt , распадающегося в ^{189}Ir , а также выходы основных сопутствующих примесных радионуклидов при облучении протонами циклотрона У-150 НИЦ “Курчатовский институт” толстой мишени из природного металлического иридия. Экспериментальные значения выходов сравнивались с расчетными, полученными с использованием ядерных данных библиотеки TENDL-2023 [4].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Для измерения выходов радиоизотопов иридия ^{189}Ir , ^{190}Ir , ^{192}Ir и радиоизотопов платины ^{188}Pt , ^{189}Pt и ^{191}Pt в работе была использована активационная методика. Мишень в виде стопки фольг из металлического иридия природного изотопного состава была упакована в специальное мишенное устройство из алюминия, облучалась протонами на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт”. Каждая фольга в стопке имела толщину 20 мкм. Энергия протонов задавалась параметрами циклотрона, на входе в стопку фольг она составляла 29.6 МэВ. Пробег протонов, рассчитанный по программе SRIM [5], укладывался в толщину мишени. Суммарный поток протонов, падающих на мишень, определялся с помощью интегратора тока. Облучение проводилось при среднем токе пучка протонов около 0.23 мкА до достижения суммарного заряда 0.33 мкА·ч. После облучения и выдержки стопка разбиралась и измерялись активности продуктов реакций в отдельных фольгах по пикам полного поглощения наиболее удобных для регистрации гамма-квантов для каждого из регистрируемых радиоизотопов. В табл. 1 приведены ядерные данные, использованные для определения активностей продуктов реакций.

Измерения проводили с помощью гамма-спектрометра с детектором из сверхчистого германия фирмы ORTEC HPGe GEM 35P4 (США). Фольги во время измерений устанавливали на расстоянии 6–40 см над поверхностью детектора в зависимости от загрузки спектрометра. “Мертвое” время при измерениях не превышало 5 %. Энергетическая зависимость эффективности регистрации γ -квантов детектором определялась экспериментально с помо-

щью образцовых спектрометрических источников из комплекта ОСГИ. Максимальное время набора аппаратурных спектров не превышало 1 ч. При определении активности вводились расчетные поправки на распад радионуклида за время измерения и самопоглощение γ -квантов в фольгах. В качестве поправки на самопоглощение γ -квантов принималось относительное ослабление пучка γ -квантов соответствующей энергии в направлении детектора слоем иридия, толщина которого равна половине толщины фольги. Массовый коэффициент ослабления для иридия брался из библиотеки данных [11]. Выходы радиоизотопов иридия и платины определялись по формуле

$$V_{\text{эксп}} = \left[\frac{Z_1 (1 - \exp(-\lambda T_1))}{Z_2 (1 - \exp(-\lambda T_2))} \right] \sum_{i=1} A_i, \quad (1)$$

где $V_{\text{эксп}}$ [Бк/мкА·ч] — экспериментальный выход радиоизотопа в толстой мишени; Z_1 [отн. ед.] — показание интегратора тока, соответствующее заряду 1 мкА·ч; λ [с⁻¹] — постоянная распада радиоизотопа; T_1 — время облучения, равное 1 ч; Z_2 [отн. ед.] — показание интегратора тока за время облучения; T_2 [с] — время облучения мишени; A_i [Бк] — активность радиоизотопа в i -й фольге, приведенная к активности в конце облучения.

При получении активности ^{188}Pt по гамма-линии с $E_\gamma = 423.3$ кэВ ($K_\gamma = 4.3$ %) учитывался вклад в соответствующий суммарный пик полного поглощения гамма-квантов с $E_\gamma = 420.6$ кэВ ($K_\gamma = 1.56$ %) от активности ^{190}Ir . При определении выхода ^{189}Ir в реакции $^{191}\text{Ir}(p, p2n)^{189}\text{Ir}$ учитывался вклад в измеряемую активность ^{189}Ir результата распада ^{189}Pt , нарабатанного в реакции $^{191}\text{Ir}(p, 3n)^{189}\text{Pt}(T_{1/2} = 10.87 \text{ ч}) \rightarrow ^{189}\text{Ir}$. На рис. 1, 2 в качестве иллюстрации приведены

Таблица 1. Ядерные данные продуктов реакции $^{nat}\text{Ir}(p, x)$

Радио-изотоп	$T_{1/2}$	Тип распада	E_γ , кэВ	I_γ , %	Реакция получения	Источник
^{189}Ir	13.2 сут	ЭЗ	245.10	6.00	$^{191}\text{Ir}(p, p2n)^{189}\text{Ir}$	[6]
^{190}Ir	11.78 сут	ЭЗ, β^+	518.55	32.20	$^{191}\text{Ir}(p, pn)^{190}\text{Ir}$	[7]
^{192}Ir	73.83 сут	ЭЗ, β^-	468.07	47.84	$^{193}\text{Ir}(p, pn)^{192}\text{Ir}$	[8]
^{188}Pt	10.16 сут	ЭЗ, β^+	423.34	4.30	$^{191}\text{Ir}(p, 4n)^{188}\text{Pt}$	[9]
^{189}Pt	10.87 ч	ЭЗ, β^+	721.38	7.90	$^{191}\text{Ir}(p, 3n)^{189}\text{Pt}$	[6]
^{191}Pt	2.83 сут	ЭЗ	538.90	14.40	$^{193}\text{Ir}(p, 3n)^{191}\text{Pt} + ^{191}\text{Ir}(p, n)^{191}\text{Pt}$	[10]

Примечание. ЭЗ — электронный захват.

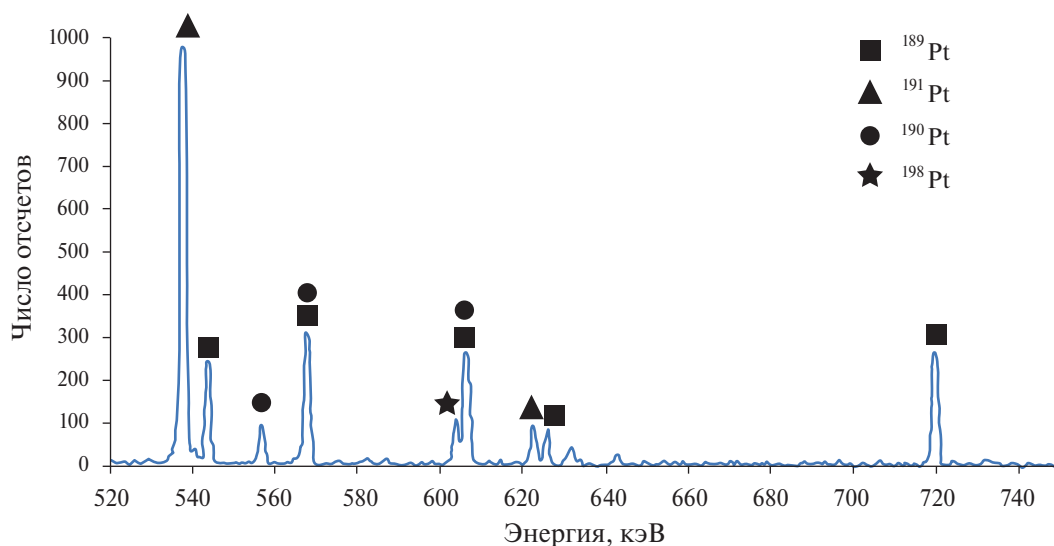


Рис. 1. Фрагмент аппаратного γ -спектра в диапазоне энергий 540–720 кэВ от иридиевой фольги, установленной при облучении первой по ходу пучка протонов, через 3 дня после облучения

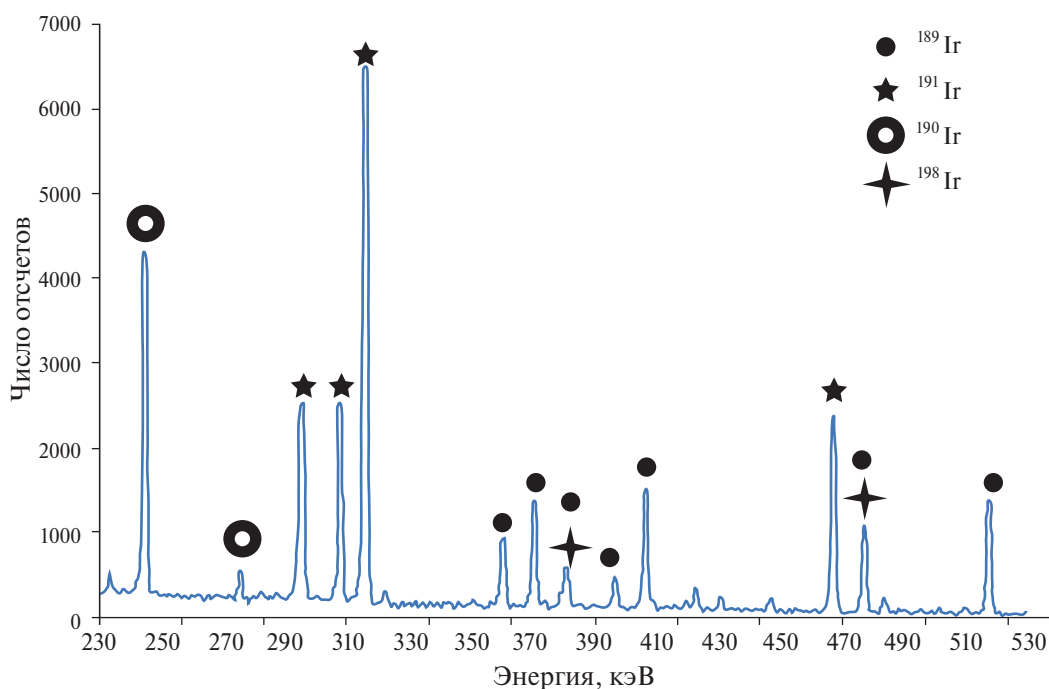


Рис. 2. Фрагмент аппаратного γ -спектра в диапазоне энергий 240–520 кэВ от иридиевой фольги, установленной при облучении первой по ходу пучка протонов, через 18 дней после облучения

фрагменты аппаратных γ -спектров от иридиевой фольги, установленной при облучении первой по ходу пучка протонов, через 3 и 18 дней после облучения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И РАСЧЕТНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальные и расчетные значения выходов радиоизотопов ^{189}Ir , ^{190}Ir , ^{192}Ir , ^{188}Pt ,

^{189}Pt и ^{191}Pt при облучении протонами толстой мишени из природного металлического иридия представлены в табл. 2. Погрешности измеренных выходов находятся в интервале 7–13 % при доверительной вероятности 68 %. Учтенными составляющими погрешностей являлись погрешности определения эффективности детектора, площадей пиков полного поглощения γ -квантов в аппаратных спектрах и квантовых

выходов. Расчетные значения выходов радиоизотопов определялись по формуле

$$V_{\text{расч}} = (1 - \exp(-\lambda T_1)) NF \sum_{i=1} \sigma_i. \quad (2)$$

Здесь $V_{\text{расч}}$ [Бк/мкА·ч] — расчетный выход радиоизотопа в толстой мишени; λ [с^{-1}] — постоянная распада радиоизотопа; T_1 — время облучения, равное 1 ч; N — количество ядер соответствующего изотопа иридия во фрагменте фольги площадью 1 см^2 природного Ir; F — плотность потока протонов, соответствующая току пучка 1 мкА ($\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$); σ_i — сечение реакции образования радиоизотопа из TENDL 2023 для энергии протонов, соответствующей энергии мишени в середине i -й фольги.

Таблица 2. Экспериментальные и расчетные выходы радиоизотопов ^{189}Ir , ^{190}Ir , ^{192}Ir , ^{188}Pt , ^{189}Pt и ^{191}Pt при облучении протонами толстой мишени из природного металлического иридия

Реакция	$V_{\text{эксп.}}$ МБк/мкА·ч	$V_{\text{расч.}}$ МБк/мкА·ч TENDL-2023
$^{191}\text{Ir}(\text{p}, \text{p}2\text{n})^{189}\text{Ir}$	0.84 ± 0.10	0.16
$^{191}\text{Ir}(\text{p}, \text{pn})^{190}\text{Ir}$	1.14 ± 0.21	1.12
$^{193}\text{Ir}(\text{p}, \text{pn})^{192}\text{Ir}$	0.31 ± 0.05	0.43
$^{191}\text{Ir}(\text{p}, 4\text{n})^{188}\text{Pt}$	1.07 ± 0.20	0.95
$^{191}\text{Ir}(\text{p}, 3\text{n})^{189}\text{Pt}$	304 ± 31	413
$^{193}\text{Ir}(\text{p}, 3\text{n})^{191}\text{Pt} +$ $+ ^{191}\text{Ir}(\text{p}, \text{n})^{191}\text{Pt}$	65 ± 8	89

Соответствие энергии протонов положению конкретной фольги в мишени определялось по программе SRIM [5]. Кумулятивный выход радиоизотопа ^{191}Pt получен суммированием выходов, рассчитанных для реакций $^{193}\text{Ir}(\text{p}, 3\text{n})^{191}\text{Pt}$ и $^{191}\text{Ir}(\text{p}, \text{n})^{191}\text{Pt}$.

Сравнение экспериментальных результатов и расчетных значений показало, что экспериментальный выход ^{189}Ir в реакции $^{191}\text{Ir}(\text{p}, \text{p}2\text{n})^{189}\text{Ir}$ примерно в 5 раз превышает расчетный выход с данными из TENDL-2023. Экспериментальный и расчетный выходы ^{190}Ir в реакции $^{191}\text{Ir}(\text{p}, \text{pn})^{190}\text{Ir}$ и ^{188}Pt в реакции $^{191}\text{Ir}(\text{p}, 4\text{n})^{188}\text{Pt}$ совпадают в пределах экспериментальных погрешностей. Экспериментальные выходы ^{192}Ir в реакции $^{193}\text{Ir}(\text{p}, \text{pn})^{192}\text{Ir}$, ^{189}Pt в реакции $^{191}\text{Ir}(\text{p}, 3\text{n})^{189}\text{Pt}$ и кумулятивный выход ^{191}Pt в реакциях $^{193}\text{Ir}(\text{p}, 3\text{n})^{191}\text{Pt} + ^{191}\text{Ir}(\text{p}, \text{n})^{191}\text{Pt}$ примерно на 26–27 % ниже расчетных значений. Полученные экспериментальные значения выходов ^{189}Pt и ^{189}Ir позволяют сделать оценку наработки

целевого радиоизотопа ^{189}Ir на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт”. Согласно расчетам, в результате облучения толстой мишени из природного металлического иридия пучком протонов с током 20 мкА и энергией 30 МэВ примерно в течение 6 ч и последующей выдержки мишени в течение трех суток в ней можно накопить активность ^{189}Ir , равную примерно 0.9 ГБк. Указанная активность ^{189}Ir позволяет создать изотопный генератор $^{189}\text{Ir}/^{189\text{m}}\text{Os}$ с активностью по $^{189\text{m}}\text{Os}$ до 70 МБк, достаточной для практического применения в клинической практике.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе измерены выходы радиоизотопов ^{189}Ir , ^{190}Ir , ^{192}Ir , ^{188}Pt , ^{189}Pt и ^{191}Pt при облучении протонами с энергией около 30 МэВ толстой мишени из природного металлического иридия. Экспериментальные значения выходов сопоставлялись с соответствующими расчетными результатами, полученными с использованием данных из библиотеки TENDL-2023. Согласно полученным экспериментальным данным, на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт” можно наработать активность ^{189}Ir , позволяющую изготовить $^{189}\text{Ir}/^{189\text{m}}\text{Os}$ -изотопный генератор с активностью по $^{189\text{m}}\text{Os}$ на уровне 100 МБк, достаточной для применения в клинической практике.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ku A., Facca V.J., Zhongli Cai Z., Reilly R.M. EJN-MMI Radiopharm. Chem. 2019. V. 4. P. 1. <https://doi.org/10.1186/s41181-019-0075-2>
2. Загрядский В.А. Российские нанотехнологии. 2023. Т. 18. № 4. С. 564. <https://doi.org/10.56304/S1992722323040179>
3. Filosofov D., Kurakina E., Radchenko V. Nuclear Medicine and Biology. 2021. Т. 94. С. 1. <https://doi.org/10.1016/j.nucmedbio.2020.12.001>
4. Koning A.J., Rochman D., Sublet J.-Ch. et al. Nucl. Data Sheets. 2019. V. 155. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2019.01.002>

5. *Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. 2010. V. 268. P. 1818.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>
6. *Johnson T.D., Singh B.* Nucl. Data Sheets. 2017. V. 142. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.nds.2017.04.001>
7. *Singh B., Chen J.* Nucl. Data Sheets. 2020. V. 169. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.nds.2020.10.001>
8. *Baglin C.M.* Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 1871.
<https://doi.org/10.1016/j.nds.2012.08.001>
9. *Kondev F., Juutinen S., Hartley D.J.* Nucl. Data Sheets. 2018. V. 150. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.nds.2018.05.001>
10. *Basunia S.* Nucl. Data Sheets. 2024. V. 195. P. 368.
<https://doi.org/10.1016/j.nds.2024.04.002>
11. *Hubbell J.H., Seltzer S.M.* Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients (version 1.4). NIST Standard Reference Database 126. 2004.
<https://doi.org/10.18434/T4D01F>

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ БЫСТРОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ

© 2026 г. П. В. Зубарев^а, А. Н. Квашнин^а, В. В. Поросев^{а, б, *}, С. Ю. Таскаев^{а, б},
В. А. Хильченко^а, С. В. Щукин^а

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^б Новосибирский государственный университет
Российская Федерация, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

* E-mail: porosev@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 07.11.2025

После доработки 08.11.2025

Принята к публикации 13.01.2026

С появлением источников нейтронов на базе ускорителей для бор-нейтронозахватной терапии (БНЗТ) возникла необходимость создания независимой системы измерения генерируемого потока частиц. Для этой цели в ИЯФ СО РАН был разработан быстрый детектор нейтронов на базе сцинтиллятор-оптоволоконно-микروпиксельный лавинный фотодиод, использующий три различных датчика, что позволяет измерять поток нейтронов, а также оценивать локальную дозу, наведенную гамма-излучением. Система детектирования оптических сигналов на основе кремниевых фотоумножителей обладает высокой квантовой эффективностью, а применение счетного режима регистрации событий позволило достичь уровня собственных шумов порядка нескольких десятков отсчетов в секунду. При этом счетная характеристика электроники регистрации хорошо описывается непродлевающим мертвым временем 24.6 ± 0.1 нс, что позволяет регистрировать события с минимальными просчетами даже при высокой загрузке детектора.

DOI: 10.7868/S3034564226020039

1. ВВЕДЕНИЕ

Бор-нейтронозахватная терапия представляет собой метод избирательного уничтожения клеток злокачественных опухолей посредством облучения их тепловыми и эпитепловыми нейтронами, при котором в опухолевых клетках предварительно накапливается бор — ^{10}B . Тепловые нейтроны взаимодействуют с ^{10}B и приводят к гибели этих клеток за счет большого локального энерговыделения образующихся α -частиц и ядер ^7Li . При этом вследствие малого пробега образующихся частиц, окружающие нормальные клетки получают минимальные повреждения. Для исследования методики БНЗТ в Институте ядерной физики СО РАН им. Г.И. Будкера был создан ускорительный источник нейтронов ВИТА, который состоит из электростатического tandemного ускорителя заряженных частиц, литиевой нейтроногенерирующей мишени

и системы формирования потока эпитепловых нейтронов [1]. Высокая планируемая интенсивность разрабатываемых ускорительных источников нейтронов привела к необходимости создания нового поколения сопутствующего диагностического оборудования. В частности, ожидаемый поток генерируемых эпитепловых нейтронов составляет около 10^9 н/(см²·с) [2].

Для контроля стабильности параметров ускорителя в ИЯФ СО РАН был разработан быстрый детектор нейтронов (БДН). Датчики данного детектора, каждый из которых содержит три независимых оптических канала регистрации, имеют одинаковую конструкцию. Первый канал основан на сцинтилляторе СЦ-331 с бором, второй на основе сцинтиллятора СЦ-301 без бора и третий — оптоволоконно без сцинтиллятора. Сцинтилляторы на основе полистирола имеют время высвечивания около 2 нс и изготавливаются в Институте физики высоких энер-

гий ИФВЭ, г. Протвино [3]. Чувствительный элемент датчика представляет собой цилиндр диаметром 1 мм и длиной 1 мм. Малый размер сцинтилляторов позволяет уменьшить регистрируемый поток до уровня нескольких миллионов событий в секунду. Свет от сцинтилляторов передается по кварцевым световодам к считывающей электронике, а регистрация оптических импульсов осуществляется с помощью охлаждаемых микропиксельных лавинных фотодиодов (SiPM) AFBR-S4K33C0135L (Broadcom). Сигнал с выхода SiPM усиливается и поступает на входы компараторов и далее попадает на счетчики импульсов. Число зарегистрированных событий за 10 мс передается в компьютер для дальнейшей обработки. Разница в отсчетах датчиков с бором и без бора позволяет оценить вклад нейтронной компоненты, а разность отсчетов в канале детектора без бора и числа событий, зарегистрированных в канале без сцинтиллятора, дает сигнал, пропорциональный дозе гамма-излучения в точке измерения, поскольку позволяет исключить вклад черенковского излучения, образующегося в оптоволокне.

2. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ

Первая версия системы регистрации детектора была разработана на основе специализированных микросхем для работы с микропиксельными лавинными фотодиодами OMEGA EASIROC (в новой версии CITIROC) [4]. Несмотря на успешное применение данного детектора для измерения параметров, генерируемого на установке потока нейтронов [5], система обладала рядом существенных недостатков. В частности, интегральное исполнение схемы аналогового формирования импульсов не учитывает характеристик подключаемых к ее входам микропиксельных лавинных фотодиодов, что приводит к неоптимальному формированию импульсов, к искажению импульсов больших амплитуд и, как следствие, к формированию большого мертвого времени — не менее 50 нс. Кроме того, эти микросхемы в настоящее время коммерчески не доступны. На рис. 1 показаны характерные формы импульсов на выходе биполярного формирователя микросхемы CITIROC. Для устранения перечисленных выше недостатков была разработана новая версия системы регистрации, в которой используется формирование импульсов с замещением

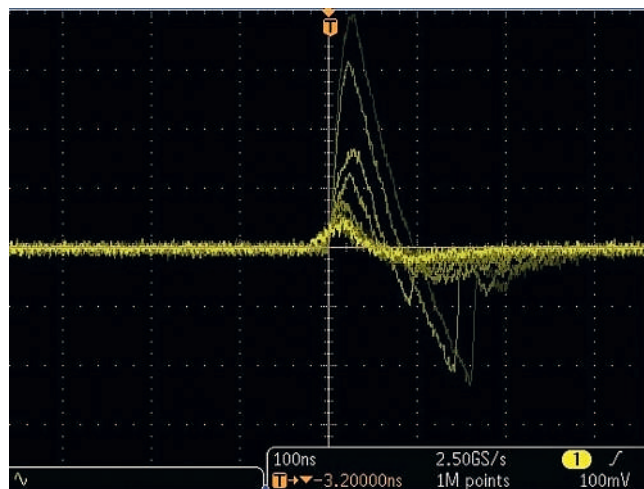


Рис. 1. Форма импульса на выходе биполярного формирователя микросхемы CITIROC

константы времени, обусловленной временем перезарядки ячеек микропиксельного лавинного фотодиода около 40 нс, меньшим по величине значением, равным примерно 15 нс. На рис. 2 показан фрагмент блок-схемы системы регистрации, а на рис. 3 — характерная форма импульса до и после усилителя-формирователя. Применение схемы активного восстановления постоянной составляющей и пассивного формирования однополярных импульсов с помощью цепочки $R - LR$ позволило существенно повысить быстродействие регистрирующей электроники. Наличие двух компараторов, подключенных к выходу формирователя в каждом канале, позволяет выбрать порог регистрации, зависящий от подключенного к данному каналу типа сцинтиллятора.

Эффективная ширина импульса определяет мертвое время системы регистрации, которое приводит к тому, что измеренные скорости счета импульсов будут ниже реальных. Это искажает статистические распределения зарегистрированных событий. Тем не менее истинная скорость счета может быть восстановлена при известных параметрах системы. Измеренная скорость счета R определяется по формуле $R = N \exp(-N\tau)$ для системы с продлевающим мертвым временем τ , входным (истинным) потоком N и по формуле $R = N/(1 + N\tau)$ для системы с непродлевающим мертвым временем.

Для определения типа системы используется тот факт, что форма распределения интервалов времени между зарегистрированными импульсами для этих двух случаев различается [6]. Так, плотность вероятности распределения интер-

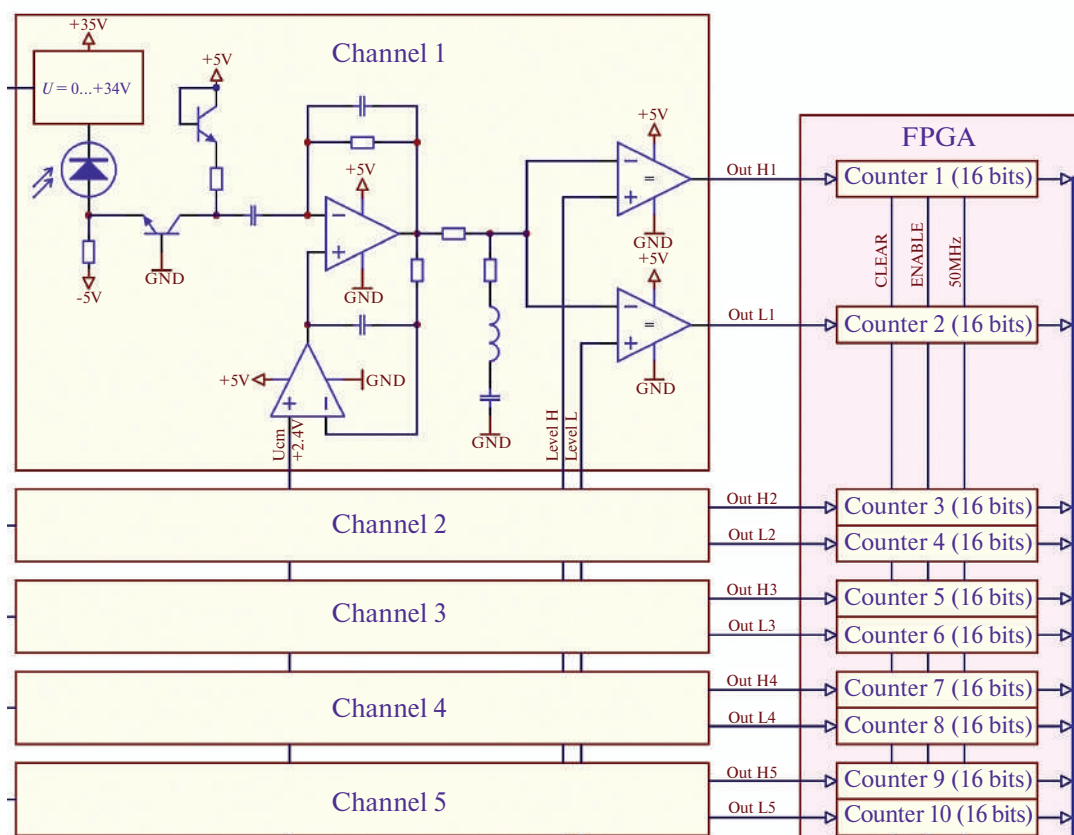


Рис. 2. Фрагмент блок-схемы аналоговой обработки сигнала детектора БДН

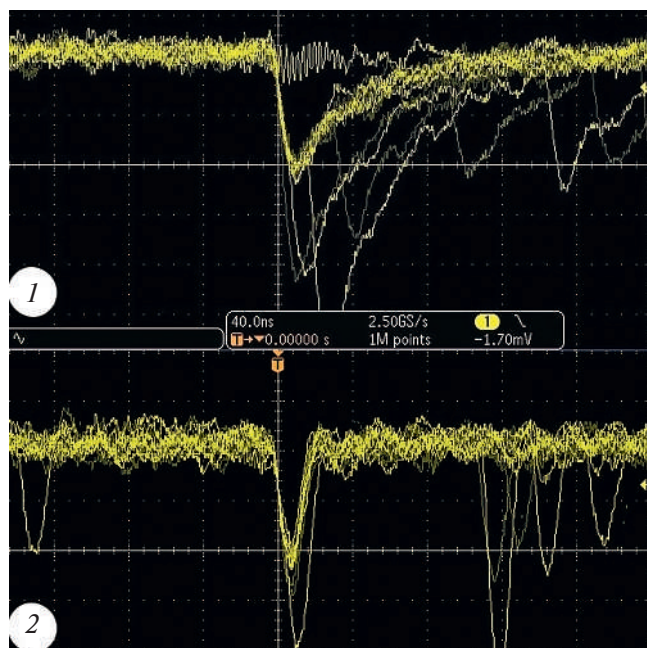


Рис. 3. Форма импульса до (1) и после (2) схемы формирования детектора БДН

валов для непродлевающего мертвого времени описывается простой формулой:

$$f(t) = \theta(t - \tau) N e^{-N(t-\tau)},$$

в то время как для продлевающего мертвого времени она описывается более сложным выражением [7, 8]

$$f(t) = N \sum_{j=1}^{\infty} \theta(t - j\tau) \frac{(-N(t - j\tau))^{j-1}}{(j-1)!} e^{-jN\tau}$$

и имеет характерное искажение формы в максимуме распределения.

3. МЕРТВОЕ ВРЕМЯ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ

Определение величины мертвого времени системы регистрации проводилось в процессе облучения датчиков на ускорительном источнике нейтронов и при облучении рентгеновским излучением. При облучении нейтронами максимальный поток событий составлял примерно $4 \cdot 10^5$ отсчетов в секунду, что определялось параметрами действующего ускорителя. Для достижения больших по величине регистрируемых потоков использовалась рентгеновская трубка при напряжении 95 кВ и установленном добавочном фильтре Cu толщиной 0.3 мм. В процессе измерения с помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO3032 проводилась запись

осциллограмм на выходе компараторов с шагом по времени 2 нс и длиной выборки 1 000 000 точек при различной интенсивности облучения детектора. На основе полученных данных формировались гистограммы распределений интервалов между событиями и их аппроксимация аналитическими выражениями, откуда определялось мертвое время системы и величина входного потока. Пример такого распределения представлен на рис. 4. На этом же рисунке показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных аналитическими выражениями для двух типов мертвого времени — продлевающего и непродлевающего. На рисунке видно, что в распределениях интервалов между событиями мы не наблюдаем характерного плато в интервале от τ до 2τ , которое должна присутствовать в распределениях для систем с продлевающим мертвым временем. Среднее значение непродлевающего мертвого времени, полученное из эксперимента, составляет 24.6 ± 0.1 нс. На рис. 5 представлена зависимость скорости счета детектора БДН от величины входного потока. Для сравнения представлены данные для “идеального” детектора и результаты аппроксимации экспериментальных данных формулой, описывающей счетную характеристику детектора с непродлевающим мертвым временем, равным

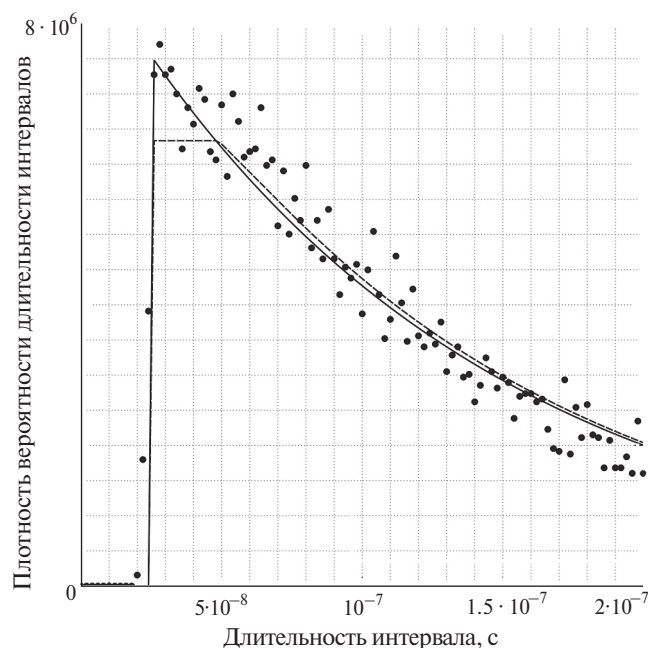


Рис. 4. Распределение интервалов времени между событиями (точки) и результат аппроксимации данных выражениями для непродлевающего (штриховая кривая) и продлевающего (сплошная кривая) мертвого времени

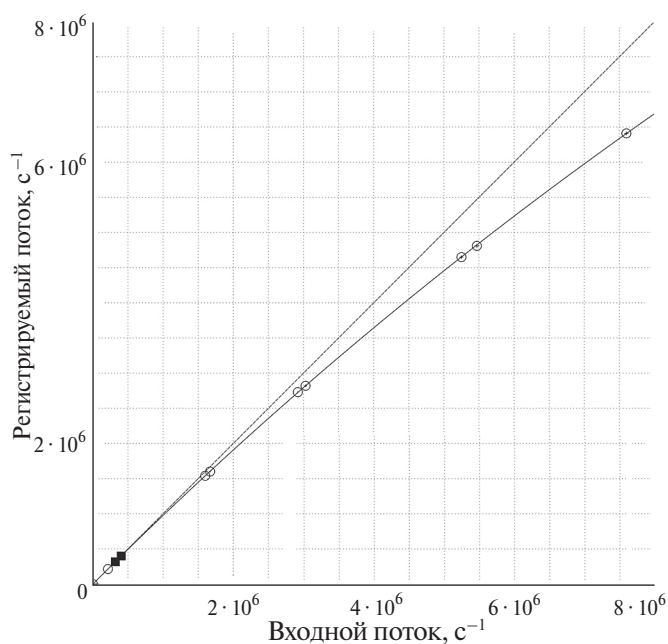


Рис. 5. Зависимость скорости счета детектора от входной загрузки для идеального детектора без просчетов (штриховая линия) и детектора БДН (сплошная линия). Показаны результаты изменений с нейтронами (черные квадраты) и рентгеновскими фотонами (кружки)

24.6 нс. Сравнительный анализ показывает, что просчеты электроники не превышают 20 % при входном потоке до 10^7 отсчетов в секунду и то, что для восстановления величины “истинного” потока достаточно скорректировать измеренные значения, основываясь на величине мертвого времени.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты измерения быстродействия новой системы регистрации быстрого детектора нейтронов, который планируется использовать на ускорительном источнике нейтронов ВИТА в НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина. Реализация схемы формирования импульсов с учетом времени перезарядки ячеек микропиксельных лавинных фотодиодов позволила существенно повысить быстродействие регистрирующей электроники, по сравнению с использованным ранее аналогом на основе специализированных микросхем. На основе измерений, проведенных на действующей установке в ИЯФ СО РАН, распределения интервалов между импульсами хорошо описываются непродлевающим мертвым временем 24.6 ± 0.1 нс, что позволяет регистрировать

события с минимальными просчетами даже при высокой интенсивности входных событий и использовать это значение для восстановления величины “истинного” потока событий на детектор.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Taskaev S., Berendeev E., Bikchurina M. et al.* Biology. 2021. V. 10. № 5. P. 350.
<https://doi.org/10.3390/biology10050350>
2. International Atomic Energy Agency. Advances in Boron Neutron Capture Therapy. Non-serial Publications. IAEA, Vienna. 2023.
https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/CRCP-BOR-002_web.pdf
3. *Бритвич Г.И., Васильченко В.Г., Гилицкий Ю.В. и др.* ПТЭ. 2004. № 5. С. 5.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=17757053> [Britvich G.I., Vasil'chenko V.G., Gilitsky Yu.V. et al. IET. 2004. № 47. P. 571.
<https://doi.org/10.1023/B:INET.0000043862.12092.b0>].
4. *Bykov T.A., Kasatov D.A., Koshkarev A.M., Makarov A.N., Porosev V.V., Savinov G.A., Shchudlo I.M., Taskaev S.Yu.* J. Instrum. 2019. V. 14. P. P12002.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/12/P12002>
5. *Bykov T.A., Kasatov D.A., Koshkarev A.M. et al.* J. Instrum. 2021. V. 16. P. P10016.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/10/P10016>
6. *Müller J.W.* Nucl. Instrum. Meth. 1973. V. 112. № 1-2. P. 47.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(73\)90773-8](https://doi.org/10.1016/0029-554X(73)90773-8)
7. *Pomme S., Denecke B., Alzetta J.-P.* Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A. 1999. V. 426. P. 564.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00016-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00016-9)
8. *Pomme S.* Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A. 1999. V. 437. P. 481.
[https://doi.org/10.1016/s0168-9002\(99\)00791-3](https://doi.org/10.1016/s0168-9002(99)00791-3)

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.03

РАЗРАБОТКА МЕТОДА ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОТОПА ^{37}Ar ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ДВУХФАЗНОГО ЭМИССИОННОГО ДЕТЕКТОРА НА ЖИДКОМ АРГОНЕ

© 2026 г. Д. Ю. Акимов^a, Ф. Б. Ата-Курбонова^{a,*}, В. А. Белов^{b,a}, А. И. Болоздыня^a,
А. Г. Коваленко^{b,a}, А. М. Коновалов^{a,c}, В. Н. Корноухов^{a,d}, А. В. Кумпан^a, А. В. Лукьяшин^{a,e},
А. Ю. Пресняков^f, О. Е. Разуваева^a, Г. Е. Симаков^{a,b}, В. В. Сосновцев^a, А. В. Шакиров^a,
Д. И. Юрков^{a,f}

^a Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Российская Федерация, 115409, Москва, Каширское ш., 31

^b Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Российская Федерация, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^c Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

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

^e МИРЭА – Российский технологический университет
Российская Федерация, 119571, Москва, просп. Вернадского, 86, стр. 3

^f Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова
127030, Российская Федерация, Москва, Суцевская ул., 22

* E-mail: ferangiz_ab@mail.ru

Поступила в редакцию 30.08.2025

После доработки 22.10.2025

Принята к публикации 17.11.2025

Описывается методика приготовления газообразного радиоактивного изотопа ^{37}Ar в лабораторных условиях при помощи облучения металлического кальция нейтронами от нейтронного генератора с целью калибровки двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100, предназначенного для исследования упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре.

DOI: 10.7868/S3034564226020047

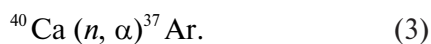
1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время эмиссионные двухфазные детекторы на сжиженных благородных газах широко применяются в низкофоновых исследованиях, таких как поиск темной материи во Вселенной в форме слабо взаимодействующих массивных частиц (Weakly Interacting Massive Particle, WIMP) [1–3] и регистрация реакторных нейтрино с помощью эффекта упругого когерентного рассеяния на атомных ядрах (УКРН) [4, 5]. Благодаря электролюминесцент-

ному усилению ионизационного сигнала они обладают очень низким энергетическим порогом — вплоть до чувствительности к единичным ионизационным электронам, что соответствует выделившейся энергии порядка нескольких десятков эВ электронного эквивалента ($\varepsilon_{\text{В}_{\text{э}}}$) или нескольких сотен эВ эквивалента ядер отдачи ($\varepsilon_{\text{В}_{\text{я}}}$). Калибровка и исследование отклика эмиссионного детектора в килоэлектронвольтовой и субкилоэлектронвольтовой областях возможны только при помощи достаточно короткоживущего радиоактивного изотопа, который

хорошо растворяется в жидком благородном газе, обеспечивая однородную по объему калибровку рабочей области детектора, а также не влияет на рабочие характеристики самого детектора. Для такой калибровки различными экспериментальными группами довольно широко используется [6–16] радиоизотоп ^{37}Ag с периодом полураспада $T_{1/2} = 35.01 \pm 0.04$ дня [17]. Он распадается посредством K -захвата с вероятностью 0.9017 ± 0.0024 и L -захвата с вероятностью 0.0890 ± 0.0020 в стабильный изотоп ^{37}Cl . Последующие процессы заполнения K - и L -оболочек приводят к испусканию мягкого рентгеновского излучения и оже-электронов с суммарными энерговыделением в детекторе 2.82 и 0.27 кэВ соответственно [18].

Радиоизотоп ^{37}Ag может быть получен в следующих трех реакциях:



Наиболее широко используемые реакции (1) и (3) для получения этого радиоизотопа описаны в работах [6–10] и [11–16] соответственно. Реакция (1) идет на тепловых нейтронах, а реакция (3) имеет наибольшее сечение в области быстрых нейтронов. Авторы [15] сопоставляют с практической точки зрения оба этих метода.

Реакция (3) реализуема в лабораторных условиях, поскольку она не требует облучения в нейтронных каналах ядерного реактора. Для получения ^{37}Ag с помощью данной реакции могут быть использованы Am-Be- , Pu-Be- источники нейтронов или D-T- генератор нейтронов. В работе [14] рассмотрены три метода извлечения ^{37}Ag , полученного в соответствии с реакцией (3), и сравнивается эффективный выход ^{37}Ag из облученной мишени. В работе [15] для получения ^{37}Ag использовался металлический кальций, изолированный при облучении в герметичную ампулу, который затем нагревался до температуры 900°C для выделения образовавшегося ^{37}Ag . В работе [16] был описан метод получения ^{37}Ag с использованием металлического кальция для калибровки двухфазного эмиссионного детектора на жидком ксеноне, обеспечивающий необходимую степень чистоты газа. В настоящей работе дано описание процедуры наработки радиоизотопа ^{37}Ag для калибровки эмиссион-

ного двухфазного детектора РЭД-100 на жидком аргоне, предназначенного для исследования процесса УКРН на атомном ядре. Также приведены результаты измерения эффективности выхода ^{37}Ag из металлического кальция с помощью пропорционального счетчика.

2. НАРАБОТКА ИЗОТОПА ^{37}Ag

Для наработки изотопа ^{37}Ag мы выбрали металлический кальций в виде стружки. Стружка с характерными размерами примерно $5 \times 20 \times 0.5 \text{ мм}^3$ была получена путем обработки болванки из металлического кальция на токарном станке в атмосфере аргона. Такая мера предосторожности была выбрана для предотвращения окисления и гидратации кальция. По мере наработки стружка быстро транспортировалась в герметичный стеклянный сосуд, продуваемый аргоном, для последующего хранения в аргонной атмосфере. Для проведения облучения нейтронами стружка кальция была перенесена в герметичный контейнер из нержавеющей стали, представляющий собой полый цилиндр высотой 750 мм, внутренним и внешними диаметрами 155 и 255 мм соответственно. Объем внутренней полости цилиндрического сосуда составил 20.76 ± 0.04 л, общая масса кальция в контейнере составляла около 4.0 кг. Перед облучением было произведено вакуумирование контейнера до давления менее 10^{-5} торр. В течение нескольких суток он был прогрет до температуры свыше 100°C , затем заполнен стандартным аргоном до давления 2 атм (абс.) и отсоединен от вакуумной/газовой системы. Нарботка изотопа ^{37}Ag проходила путем облучения контейнера с кальциевой стружкой потоком нейтронов с энергией 14.1 МэВ от двух D-T- импульсных нейтронных генераторов ИНГ-062 [19]. Для повышения эффективности облучения и минимизации утечки нейтронов генераторы были ориентированы таким образом, чтобы нейтроны генерировались в центре контейнера (см. рис. 1). Облучение проводилось в течение 20 ч с суммарной интенсивностью нейтронов $4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ в лаборатории Всероссийского научно-исследовательского института автоматики имени Н.Л. Духова. После завершения облучения контейнер выдерживался в течение 5 суток для распада короткоживущих наведенных радионуклидов и снижения фона до уровня, близкого к естественному.

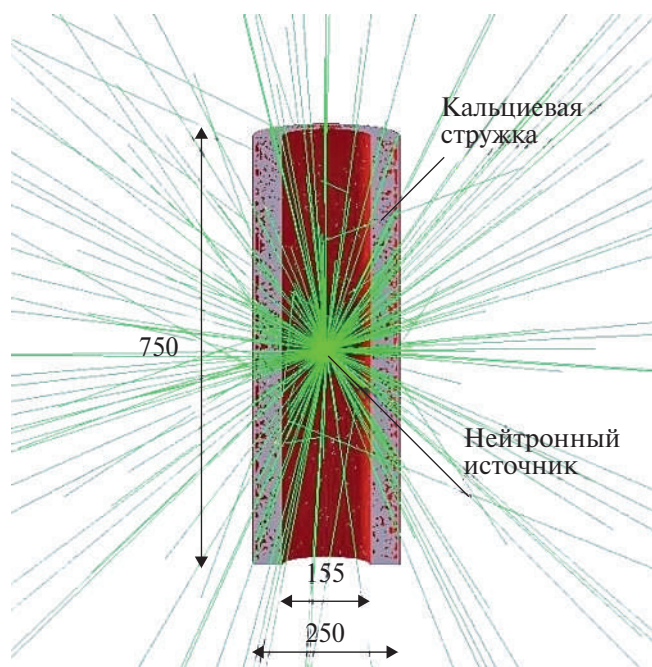


Рис. 1. Geant4-модель герметичного контейнера из нержавеющей стали, заполненного кальциевой стружкой [20]. Размеры приведены в мм

3. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ НАРАБОТАННОГО ИЗОТОПА ^{37}Ar

Для определения активности наработанного радиоизотопа ^{37}Ar использовался пропорциональный счетчик (ПС), выполненный в виде коаксиального цилиндра из нержавеющей стали диаметром 29 мм, длиной 300 мм, толщиной стенки 0.5 мм с анодом из золоченой вольфрамовой проволоки диаметром 50 мкм. ПС был расположен внутри трех последовательно соединенных стандартных (CF2.75") высоковакуум-

ных элементов типа “тройник”. Боковые порты CF2.75” и CF1.33” использовались для откачки счетчика, заполнения аргоном из облученного контейнера и измерения давления газа соответственно. Блок-схема соединений показана на рис. 2а.

Все газовые линии и линии откачки выполнены из высоковакуумных материалов со стандартными соединениями типа VCR и CF. Счетчик заполнялся либо натуральным аргоном (не содержащим радиоизотопа ^{37}Ar), либо аргоном из контейнера с кальциевой стружкой. Перед заполнением счетчика аргоном из контейнера последний был прогрет при температуре около 100 °С в течение 18 ч.

3.1. Калибровка пропорционального счетчика

Для обеспечения удовлетворительных спектрометрических характеристик пропорционального счетчика использовалась газовая смесь, состоящая из 70 % аргона и 30 % ксенона. Добавка ксенона обеспечивала необходимое амплитудное разрешение. Например, полная ширина на полувысоте (ПШПВ) для гамма-линии с энергией 30 кэВ составила 8 %. Смесь готовилась следующим образом: счетчик вакуумировался с помощью турбомолекулярного насоса до остаточного абсолютного давления $\sim 10^{-6}$ торр, затем в него подавался исследуемый аргон до абсолютного давления 1.4 атм, далее счетчик отсекался от объема с облученным кальцием, и после этого из отдельного баллона в него подавался ксенон до тех пор, пока общее давление в счетчике не достигало 2 атм.

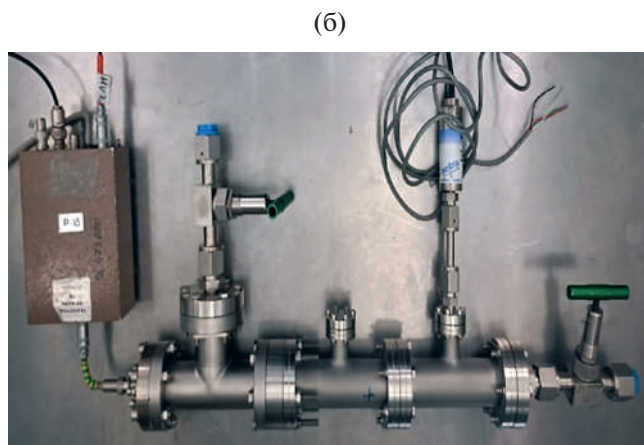
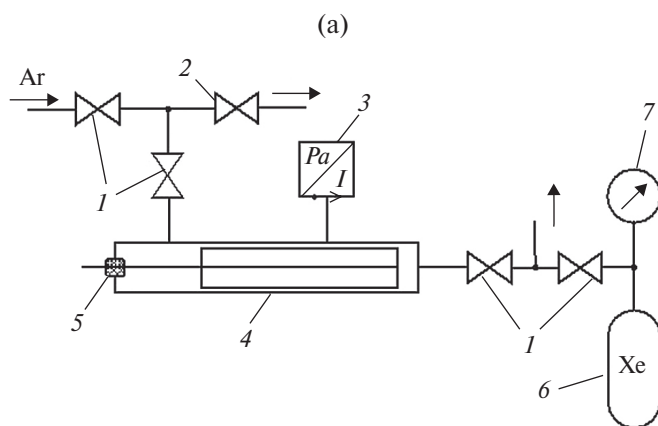


Рис. 2. Пропорциональный счетчик, использованный для измерения активности ^{37}Ar : а – схема подключения ПС для измерения активности наработанного ^{37}Ar (1 – газовые вентили, 2 – вакуумный вентиль, 3 – цифровой измеритель давления, 4 – корпус пропорционального счетчика, 5 – вакуумный высоковольтный ввод, 6 – баллон с ксеноном, 7 – стрелочный манометр); б – фото пропорционального счетчика

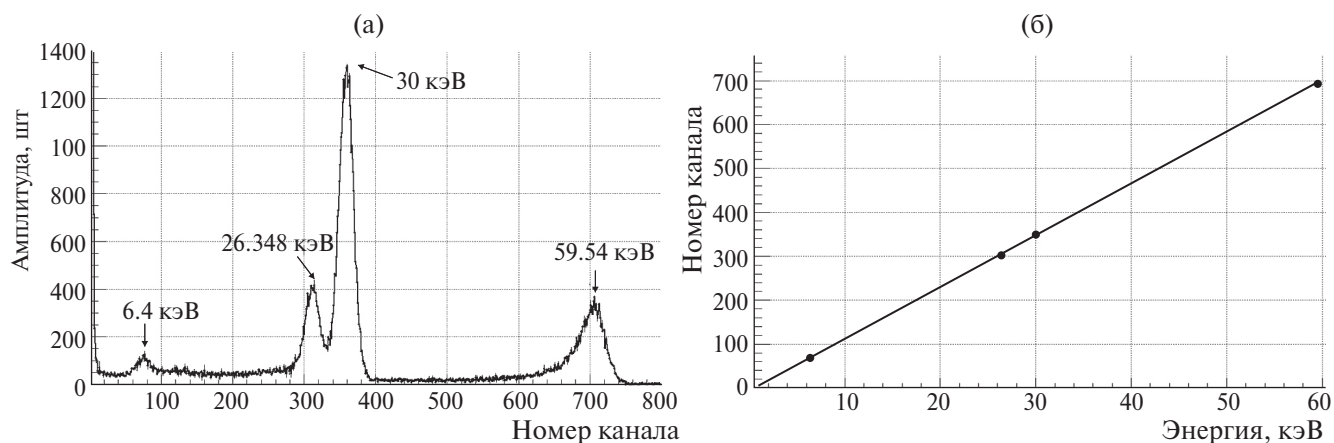


Рис. 3. Амплитудные спектры сигналов с пропорционального счетчика: а — от источника ^{241}Am , б — калибровочная прямая. Погрешности измерений не превышают размеров экспериментальных точек

Сигналы со счетчика регистрировались с помощью электронного тракта, включавшего спектрометрический предусилитель ORTEC 142РС. Измерения проводили при коэффициенте газового усиления около 200 и напряжении 1700 В. С выхода предусилителя сигнал подавался на спектрометрический усилитель-формирователь CAEN N968, а затем на многоканальный анализатор импульсов ASPEC MCA ORTEC 927. Время формирования CAEN N968 составляло 2 мкс, что обеспечило полное соби́рание заряда в счетчике.

Для калибровки энергетической шкалы анализатора использовался радиоактивный изотоп ^{241}Am , расположенный снаружи корпуса счетчика в его центральной части. Полученный спектр за 10 000 с живого времени при использовании натурального аргона в смеси с ксеноном с указанной выше пропорцией представлен на рис. 3а.

На спектре показаны линии (в порядке убывания энергии): 59.54 кэВ — ^{241}Am , 30 кэВ — пик вылета характеристического фотона с К-оболочки ксенона, 26.348 кэВ — ^{241}Am , 6.4 кэВ — характеристический фотон с К-оболочки железа (корпус счетчика) [21]. На рис. 3б приведен калибровочный график, построенный по этим линиям. Зависимость канала анализатора от энергии представлена формулой

$$N = 11.97 \cdot E - 10.07,$$

где N — номер канала анализатора, E — энергия гамма-кванта.

3.2. Измерение активности наработанного изотопа ^{37}Ar

На рис. 4 представлен амплитудный спектр со счетчика за 10 000 с живого времени в отсут-

ствии источника. В этом случае сигналы в основном образуются за счет ионизационных потерь атмосферных мюонов. Наиболее вероятное значение энергии, выделяемой атмосферными мюонами в счетчике, составляло около 11.3 кэВ, что находится далеко от ожидаемой линии с энергией 2.82 кэВ от ^{37}Ar . На рис. 5 представлен спектр сигналов со счетчика за то же живое время (10 000 с) в газовой смеси, где натуральный аргон был заменен на аргон из объема с облученным кальцием. К широкому распределению от ионизационных потерь атмосферных мюонов добавился узкий пик (ПШПВ примерно 20 %) с энергией около 3 кэВ (см. рис. 5), связанный с характерным пиком от распада ^{37}Ar .

Для оценки скорости счета, обусловленной присутствием ^{37}Ar , было проведено вычитание спектров, показанных на рис. 4, 5. Разность спектров в области энергий от 1.5 до 4.0 кэВ, приведенная на рис. 6, демонстрирует пик от распада ^{37}Ar . Аппроксимация пика распределением

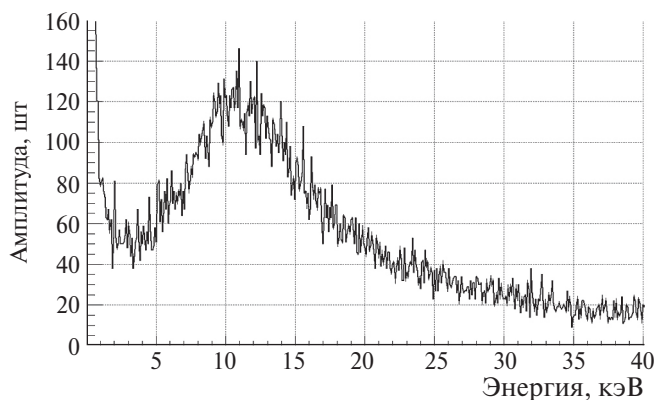


Рис. 4. Амплитудный спектр сигналов, полученный за 10 000 с живого времени без источника ^{241}Am

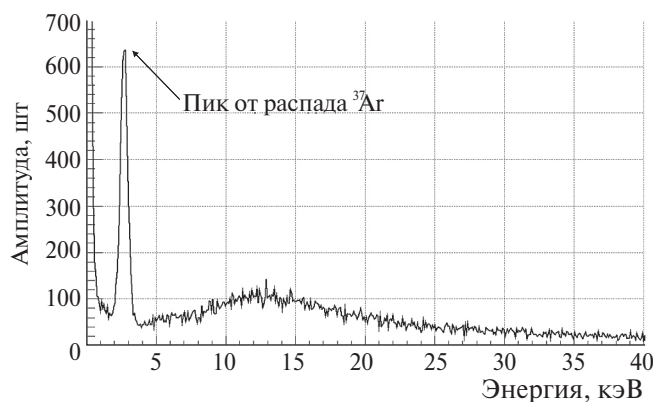


Рис. 5. Амплитудный спектр сигналов с пропорционального счетчика, заполненного смесью облученного аргона и ксенона

Гаусса в интервале от 2.0 до 3.5 кэВ дает среднее значение энергии в пике 2.675 ± 0.144 кэВ, совпадающее в пределах ошибок с табличным значением для линии от K -захвата ^{37}Ag . Общее количество отсчетов в соответствующей области пика за 10 000 с составило 4616 ± 316 отсчетов. С учетом соотношения количества аргона в активном объеме счетчика (0.412 ± 0.008 л) и полного количества ^{37}Ag , содержавшегося в облученном объеме с кальциевой стружкой (41.52 ± 0.08 л), активность изотопа ^{37}Ag , извлеченного из кальциевой стружки после 20-часового прогрева контейнера, на момент измерений составила 46.9 ± 3.2 Бк. Согласно нашим оценкам фона в детекторе РЭД-100 в области нескольких килоэлектронвольт активность наработанного ^{37}Ag достаточна для объемной калибровки детектора РЭД-100.

Измеренная активность ^{37}Ag позволяет считать важный параметр в реализованной тех-

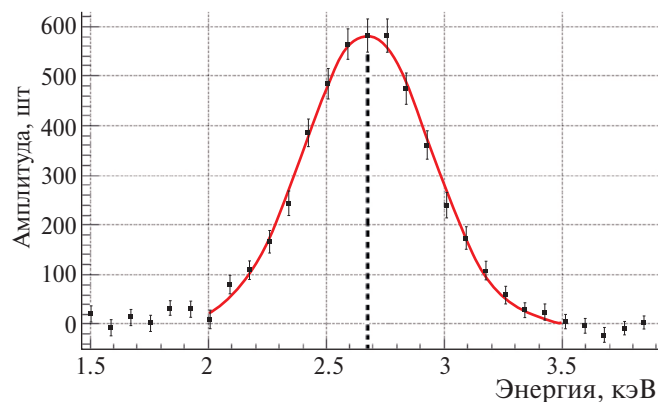


Рис. 6. Разность спектров, полученных от облученного и обычного аргона (штриховой вертикальной линией отмечено положение среднего значения 2.675 ± 0.144 кэВ)

нологии наработки калибровочного изотопа по реакции (3), а именно эффективность выхода ^{37}Ag из кальциевой стружки после ее облучения нейтронами и дополнительного прогрева до температуры около 100°C . Моделирование процесса наработки ^{37}Ag , проведенное при помощи метода Монте-Карло с использованием программного пакета Geant4 [20] с учетом геометрии и материалов конструкции контейнера, заполненного кальциевой стружкой, технических данных D–T-генератора и условий облучения, показало, что за 20 ч облучения в используемой мишени из кальциевой стружки было образовано примерно $2.5 \cdot 10^{10}$ атомов ^{37}Ag . Оценка эффективности экстракции изотопа ^{37}Ag была проведена на основе его измеренной активности с учетом влияния таких факторов, как время распада изотопа, продолжительность выдержки облученного образца, этапов транспортировки и нагрева емкости с облученным кальцием, а также времени измерения активности в пропорциональном счетчике. Эффективность экстракции составила около 2 % от общего количества ^{37}Ag , наработанного в кальциевой мишени в ходе реакции (3).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для проведения объемной энергетической калибровки эмиссионного двухфазного детектора РЭД-100 в области энергий около 1 кэВ был выбран изотоп ^{37}Ag . Нарботка ^{37}Ag была проведена путем облучения кальциевой стружки массой 4 кг в течение 20 ч нейтронами от D–T-генератора с энергией 14.1 МэВ и интенсивностью $4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Измеренная с помощью пропорционального счетчика активность полученного изотопа на момент измерений составила 46.88 ± 3.19 Бк, что было достаточно для энергетической калибровки детектора РЭД-100 в низкоэнергетической области. Эффективность выхода ^{37}Ag из кальциевой стружки с учетом всех конструкционных и технических параметров, физических условий облучения, а также периода полураспада составила по нашим оценкам примерно 2 %.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках контракта № 22-12-00082-П, а также Министерства науки и высшего образования РФ в рамках про-

екта “Изучение физических явлений микро- и макромира для разработки технологий будущего” № FSWU-2026-0010.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aprile E., Aalbers J., Abe K. et al.* (XENON Collaboration). *Eur. Phys. J. C.* 2024. V. 84. P. 784.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-12982-5>
2. *Akerib D.S., Akerlof C.W., Akimov D.Yu. et al.* *Nucl. Instrum. Meth. A.* 2020. V. 953. P. 163047.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163047>
3. *Zhang H., Abdukerim A., Chen W. et al.* *Sci. China Phys. Mech. Astron.* 2019. V. 62. P. 31011.
<https://doi.org/10.1007/s11433-018-9259-0>
4. *Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А. и др.* ПТЭ. 2017. № 2. С. 22 [Akimov D.Yu., Aleksandrov I.S., Belov V.A. et al. *IET.* 2017. V. 60. P. 175.
<https://doi.org/10.1134/S0020441217010146>]
5. *Cai C., Chen G., Chen J. et al.* (RELICS Collaboration) *Phys. Rev. D.* 2024. V. 110. P. 072011.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.072011>
6. *Zhang W., Liu Y., Han K. et al.* *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2025. V. 72. P. 1800.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2025.3548261>
7. *Aprile E., Abe K., Agostini F. et al.* *Eur. Phys. J. C.* 2023. V. 83. P. 542.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11512-z>
8. *Baudis L., Biondi Y., Galloway M. et al.* *Eur. Phys. J.* 2020. C. 80. P. 477.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8031-6>
9. *Sangiorgio S., Joshi T.H., Bernstein A. et al.* *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A.* 2013. V. 728. P. 69.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.06.061>
10. *Anachkova E., Kellerer A.M., Roos H.* *Radiat. Environ. Biophys.* 1994. V. 33. P. 353.
<https://doi.org/10.1007/bf01210456>
11. *Kelly F., Arnaud Q., Brossard A. et al.* *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2018. V. 318. P. 279.
<https://doi.org/10.1007/s10967-018-6130-8>
12. *Boulton E.M., Bernard E., Destefanoet N. et al.* *J. Instrum.* 2017. V. 12. P. P08004.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/08/P08004>
13. *Барсанов В.И., Джанелидзе А.А., Замятина А.А. и др.* ПТЭ. 2006. № 4. С. 10. [Barsanov V.I., Dzhanelidze A.A., Zamyatina A.A. et al. *IET.* 2006. № 4. P. 454.
<https://doi.org/10.1134/S0020441206040026>]
14. *Абдурашитов Д.Н., Гаврин В.Н., Мирмов И.Н. и др.* ПТЭ. 2000. № 3. С. 5. [Abdurashitov D.N., Gavrin V.N. Mirmov I.N. et al. *IET.* 2000. V. 43. № 3 P. 287.
<https://doi.org/10.1007/BF02759020>]
15. *Akimov D.Yu., Afanasyev V.V., Alexandrov I.S. et al.* *J. Instrum.* 2014. V. 9. P. 11014
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/11/P11014>
16. *Michael H., Wölfe R., Qaim S.M.* *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* 1984. V. 35. P. 813.
[https://doi.org/10.1016/0020-708X\(84\)90096-6](https://doi.org/10.1016/0020-708X(84)90096-6)
17. *Chechev V.P., Kondev F.G., Nichols A.L. et al.* *Table of Radionuclides. V. 7-A = 14 to 245. Monographie BIPM-5, 2013.*
18. *Larkins F.B.* *At. Data Nucl. Data Tables.* 1977. V. 20. P. 311.
[https://doi.org/10.1016/0092-640X\(77\)90024-9](https://doi.org/10.1016/0092-640X(77)90024-9)
19. Гражданская продукция организаций оборонно-промышленного комплекса. Росатом. Т. II.
<https://www.rosatom.ru/upload/iblock/638/638671b605c456aa044069afaef4a5d7.pdf>
20. Geant4. 10.2 Book for Application Developers.
<https://geant4-userdoc.web.cern.ch>
21. *Bochek G.L., Deiev O.S., Maslov N.I., Voloshyn V.K.* *Problems of atomic science and technology.* 2011. № 3. P. 42.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННОГО НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА НА КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

© 2026 г. С. М. Ахмад^{a, b}, В. А. Басков^{a, *}, А. И. Львов^a

^a Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук
Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^b Московский педагогический государственный университет
Российская Федерация, 119435, Москва, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1

* E-mail: baskov@x4u.lebedev.ru

Поступила в редакцию 25.11.2025

После доработки 29.12.2025

Принята к публикации 19.01.2026

С помощью космического излучения проведена калибровка детектора со сцинтилляционным блоком толщиной 40 см и диаметром 40 см, который предназначен для регистрации нейтронов в готовящемся эксперименте на ускорителе С-25Р “Пахра” Физического института им. П. Н. Лебедева РАН по изучению нейтрон-нейтронного рассеяния в реакции на дейтроне $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$. Определено, что при среднем энерговыделении космическими мюонами 80 МэВ в блоке энергетическое разрешение составило $\delta = 7\%$, а временное разрешение изменялось от 4 до 8 нс при расстояниях между триггерными счетчиками и сцинтилляционным блоком в диапазоне от 11 до 74 см.

DOI: 10.7868/S3034564226020054

На пучке тормозных фотонов с максимальной энергией 500 МэВ электронного ускорителя С-25Р “Пахра” Физического института им. П. Н. Лебедева РАН в Троицке готовится эксперимент по изучению нейтрон-нейтронного рассеяния. Ввиду отсутствия в распоряжении экспериментаторов чистой плотной нейтронной мишени для изучения nn -рассеяния предполагается использовать дейтериевую мишень (фактически, дейтерированный полиэтилен) и с помощью фотонов с энергий, достаточной для возбуждения D(1232)-резонанса, получать вылетающие вперед быстрые нейтроны с энергией десятки МэВ в реакции резонансного фоторождения $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$. В этой кинематике заряженный пион π^+ летит назад, а быстрые нейтроны за счет столкновений с нейтронами-спектаторами в тех же дейтронах d будут упруго рассеиваться, порождая пары энергичных нейтронов nn , разлетающихся из мишени по разные стороны от γ -пучка. Регистрация таких nn -пар на совпадение с заряженным пионом,

вылетающим назад, а также измерение угловых и энергетических распределений дифференциального сечения позволит судить об амплитуде nn -рассеяния, тем самым получая труднодоступную, но очень ценную информацию об этом канале NN -взаимодействия. Сходные идеи использования реакции $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$ для измерения длин nn -рассеяния теоретически обсуждались в работе [1], рассматривающей динамику процесса в околопороговой области энергий в рамках киральной теории возмущений. Отметим, что теоретический аппарат для анализа каналов реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$ в резонансной области развит в работе [2] и некоторых других.

Работа сооружаемой экспериментальной установки основана на времяпролетном методе. Триггером для запуска установки, или сигналом *Start*, будет регистрация π^+ , рожденного на первом этапе фотореакции. Сигналом *Stop* будет регистрация двух провзаимодействовавших нейтронов с поперечными импульсами порядка сотни МэВ/с, разлетающихся по разные сто-

роны от мишени. Регистрацию нейтронов предполагается осуществлять двумя нейтронными детекторами, конструкция которых предполагает наличие амплитудной и временной частей.

Для регистрации одного из нейтронов создан амплитудно-временной детектор (АВНД), представляющий собой сцинтилляционный блок (полистирол) диаметром 40 см и толщиной 40 см (рис. 1). Блок просматривается тремя фотоэлектронными умножителями ФЭУ-49 и четырьмя ФЭУ-85. Сумма сигналов ФЭУ-49 определяет амплитудный сигнал, сумма сигналов ФЭУ-85 определяет временной сигнал.

Предварительная калибровка детектора осуществлена на космическом излучении (рис. 1) [3–5]. Целью калибровки являлось определение энергетических и временных характеристик нейтронного детектора на одиночных минимально-ионизирующих частицах. Калибровка осуществлена по методу “напролет”, когда детектор располагался между триггерными сцинтилляционными счетчиками, расположенными над (S_1 и S_2) и под (S_3) детектором (рис. 1а) [6]. Триггерные счетчики S_1 и S_2 без промежутка были расположены друг за другом по оси симметрии OO' , проходящей через центры счетчиков, АВНД и счетчика S_3 , и формировали сигнал *Start*. Сигнал от S_3 в триггер не входил и служил отметкой о прохождении заря-

женной частицы через счетчик или сигнал *Stop1*. Для выделения жесткой компоненты космического излучения между триггерными счетчиками, расположенными над детектором и детектором, помещался свинцовый фильтр толщиной 7 см. Энергия космических мюонов составляла $E \geq 4$ ГэВ [3–5].

Блок-схема калибровки АВНД представлена на рис. 2. Сигналы от триггерных счетчиков S_1 и S_2 размерами $15 \times 15 \times 1$ см³ и $17 \times 17 \times 1$ см³ соответственно через формирователи Φ_1 , Φ_2 и задержки $З_1$, $З_2$ подавались на входы схемы совпадений (СС). Длительность сигналов составляла 10 нс. Сигнал от схемы совпадений СС длительностью 350 нс являлся триггерным сигналом *Start* для запуска блоков зарядно-цифрового преобразователя (ЗЦП) и время-цифрового преобразователя (ВЦП). На первый вход *Stop1* блока ВЦП через формирователь Φ_3 и задержку $З_3$ подавался сигнал от триггерного счетчика S_3 размером $20 \times 20 \times 1$ см³. На второй вход *Stop2* блока ВЦП подавался сигнал линейного сумматора ЛС, с помощью которого сформированные формирователями Φ_4 – Φ_7 и блоками задержек $З_4$ – $З_7$ суммировались сигналы от временных ФЭУ-85 АВНД. На входы ЗЦП через блоки задержек $З_8$ – $З_{10}$ подавались сигналы от трех ФЭУ-49 амплитудной системы АВНД. Сигнал *Start* являлся также сигналом, с помощью которого через крейт-кон-

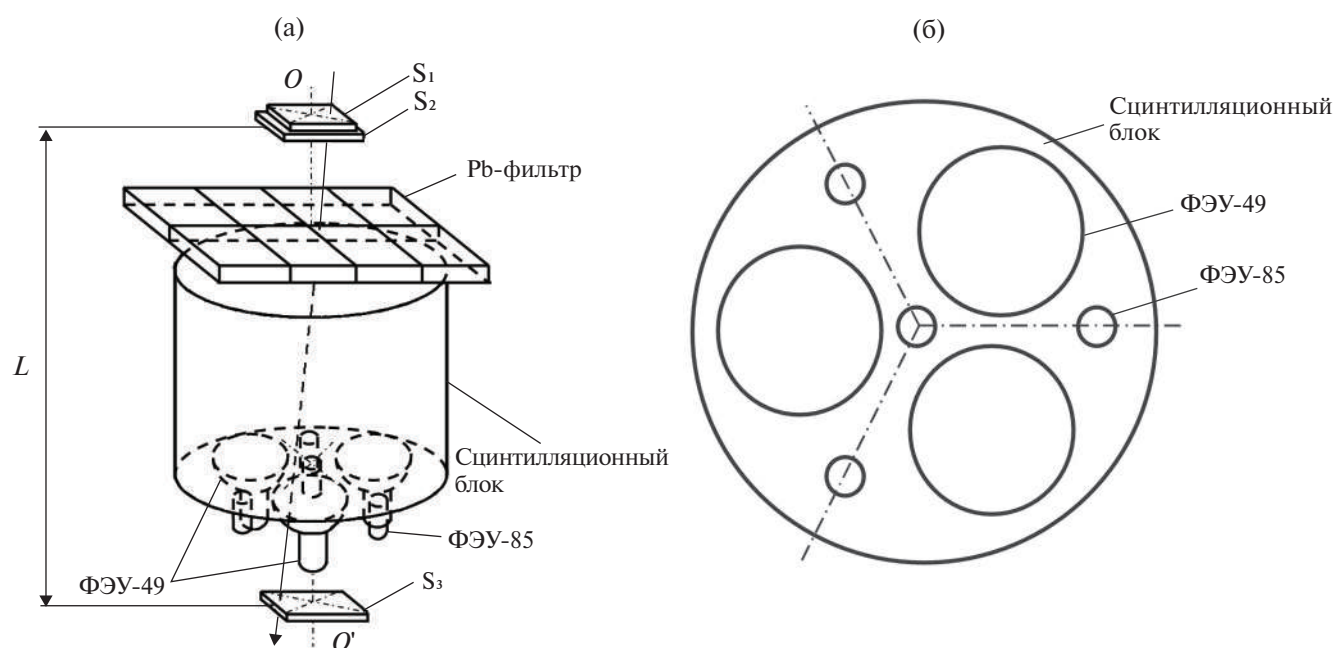


Рис. 1. Амплитудно-временной нейтронный детектор: а — схема калибровки детектора на космическом излучении (S_1 , S_2 , S_3 — сцинтилляционные счетчики); б — схема расположения ФЭУ на плоскости сцинтилляционного блока нейтронного детектора

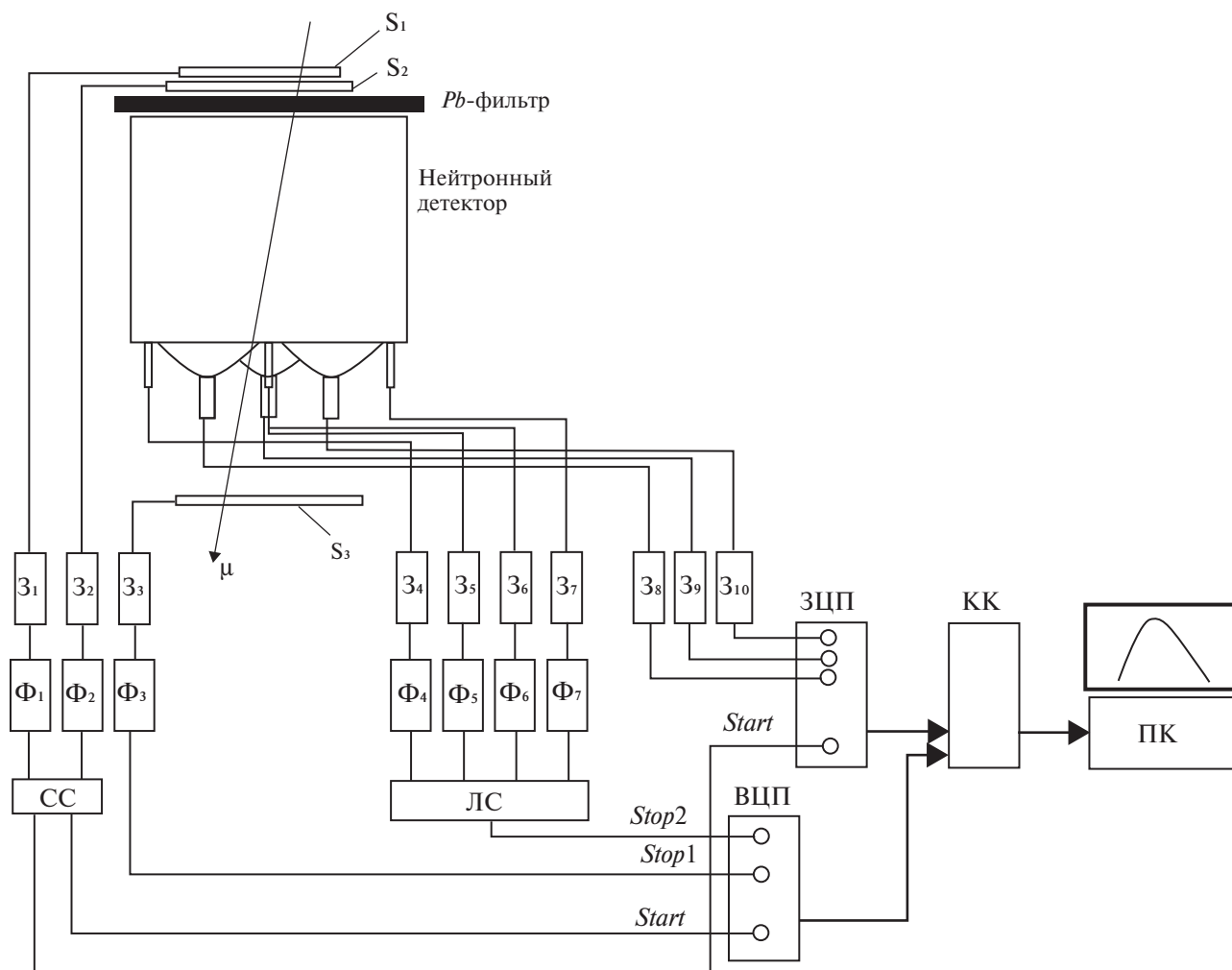


Рис. 2. Блок-схема калибровки сцинтиляционного амплитудно-временного нейтронного детектора: S_1 – S_3 – триггерные сцинтиляционные счетчики, Pb-фильтр – свинцовый фильтр; Φ_1 – Φ_7 – блоки формирователей, Z_1 – Z_{10} – блоки задержек, СС – схема совпадений, ЗЦП – зарядно-цифровой преобразователь, ВЦП – время-цифровой преобразователь, Start – сигнал запуска блоков ЗЦП и ВЦП, ЛС – линейный сумматор, КК – крейт-контроллер системы САМАС, ПК – персональный компьютер

троллер (КК) системы САМАС проводилась запись сигналов в память компьютера ПК.

Калибровка АВНД на космическом излучении проходила в два этапа. На первом этапе последовательно были выравнены амплитуды сигналов всех ФЭУ-49 таким образом, чтобы амплитудный спектр с каждого ФЭУ был расположен в рабочей области ЗЦП. Выравнивание амплитуд сигналов происходило изменением величин напряжения на делителях напряжения всех ФЭУ-49. Временные спектры ФЭУ-85 с помощью изменения величин задержек блоков Φ_3 – Φ_7 были также помещены в рабочие диапазоны каналов ЗЦП.

На втором этапе происходила основная калибровка АВНД, заключающаяся в определении амплитудных и временных характеристик

в зависимости от расстояния L между блоком триггерных счетчиков S_1 и S_2 и счетчиком S_3 (рис. 1а).

Среднее энерговыделение, которое оставлял космический мюон в объеме АВНД, составляло около $E \approx l dE/dx \approx 40 \cdot 2 = 80$ МэВ, где $l = 40$ см – толщина АВНД, $dE/dx \approx 2$ МэВ/см – средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в сцинтиляторе [6].

С учетом того, что средняя суммарная амплитуда АВНД в амплитудном спектре составила $\langle A \rangle = 1817$ [канал] и соответствовала среднему энерговыделению $E_{\text{АВНД}} \approx 80$ МэВ, коэффициент пропорциональности $\alpha = E_{\text{АВНД}} / \langle A \rangle = 80/1817 = 0.044$ МэВ/канал.

На рис. 3 представлен спектр среднего энерговыделения космических мюонов в объеме

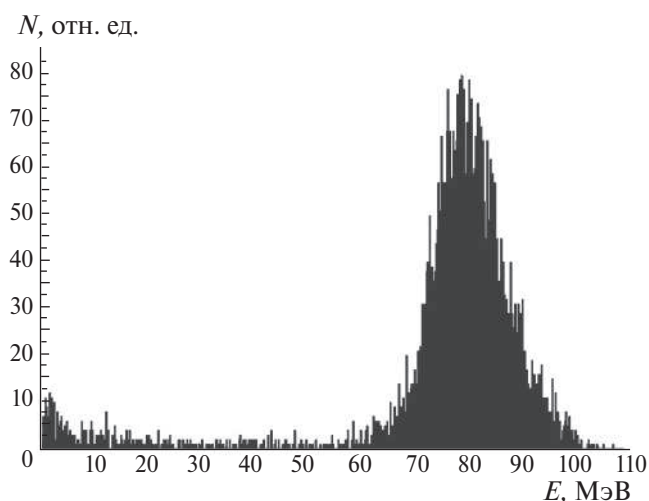


Рис. 3. Спектр среднего энерговыделения космических мюонов в амплитудно-временном нейтронном детекторе

АВНД, из которого видно, что энергетическое разрешение составляет $\delta = 7\%$.

Временная калибровка нейтронного детектора заключалась в определении зависимости положения среднего канала $\langle t \rangle$ временного спектра, полученного временной частью АВНД, от расстояния $x = L$ между блоком счетчиков S_1 , S_2 и S_3 , а также временного разрешения σ_t временной части детектора.

Зависимости изменения среднего канала временного спектра и временного разрешения временной части детектора от расстояния между блоком триггерных счетчиков и нейтронным детектором показаны на рис. 4.

Зависимость на рис. 4а, являющейся калибровочной кривой, имеет линейный характер $\langle t \rangle = kx$, где $k = 0.0585$ нс/см.

Зависимость временного разрешения от расстояния между триггерными счетчиками и нейтронным детектором описывается параметризацией $\sigma_t = \sigma_0 + A \exp(Bx)$, где $\sigma_0 = -2.41$ нс, $A = 5.97$ нс, $B = 0.0079$ см $^{-1}$.

В водородосодержащем сцинтилляторе регистрация нейтрона n осуществляется по протону отдачи p , т.е. по результату реакции np -взаимодействия, в которой энергия протона определяется как $E_p = E_n \cos^2 \theta$, где E_n — энергия нейтрона, θ — угол рассеяния нейтрона. Световыход $L(E_p)$ сцинтиллятора при взаимодействии с ним протона можно выразить через эквивалентную по величине световыхода энергию электрона E_e . Для энергии протона $E_p = 0-6$ МэВ с точностью до 5% энергия электрона оценивается как $E_e = 0.16E_p^{1.5}$, для $E_p = 6-17$ МэВ $E_e = 0.23E_p^{1.3}$ [7].

Если определить энергию нейтрона как $E_n = 17$ МэВ и принять $\theta = 0$, то максимальная энергия протона отдачи в соответствии с оценкой составит $E_p = 17$ МэВ и соответствующая энергия электрона, эквивалентная световыходу $L(E_p = 17 \text{ МэВ})$, составит $E_e \approx 9$ МэВ.

Энерговыделение в объеме АВНД, определенное при калибровке, в $80/9 \approx 9$ раз выше величины оценки, отсюда можно предположить, что нейтронный детектор может регистрировать нейтроны с существенно большей энергией ($E_n > 17$ МэВ).

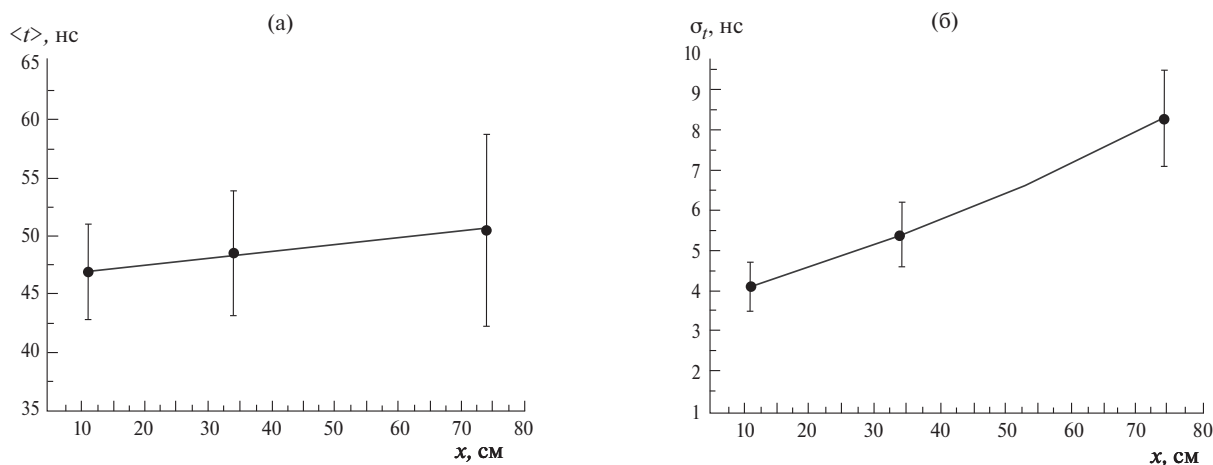


Рис. 4. Зависимости изменения среднего канала временного спектра (а) и временного разрешения временной части детектора (б) от расстояния между триггерными счетчиками и нейтронным детектором

Погрешности амплитудного и координатного разрежений на рис. 3, 4 определялись аппроксимацией амплитудных и координатных спектров полиномом, полученным в рамках стандартной программы OriginPro 9.0, и составили 15–20 % от значений величин, представленных на рисунках.

Предварительная калибровка на космическом излучении амплитудно-временного нейтронного детектора на основе пластического сцинтиллятора показала, что энергетическое разрешение при среднем энерговыделении космическими мюонами 80 МэВ в блоке составила $\delta = 7\%$, временное разрешение детектора в диапазоне расстояний между триггерными счетчиками и сцинтилляционным блоком от 11 до 74 см изменялось от 4 до 8 нс. Детектор может регистрировать нейтроны как минимум с энергией $E_n \geq 17$ МэВ. Тем не менее ввиду сложной зависимости световыхода от энергии нейтрона необходима прямая калибровка нейтронного детектора на пучках нейтронов как при $E_n \leq 17$ МэВ, так и при $E_n > 17$ МэВ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность А. Харлашину за значительную помощь в конструировании и создании нейтронного детектора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lensky V., Baru V., Epelbaum E., Haidenbauer J., Kudryavtsev A., Meißner U.-G.* Eur. Phys. J. A. 2007. V. 33. P. 339.
<https://doi.org/10.1140/epja/i2007-10461-y>
2. *Levchuk M.I., Logunov A.Yu., Sidorin A.A., Stibunov V.N., Schumacher M.* Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 014004.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.014004>
3. *Петрухин А.А., Богданов А.Г., Кокоулин Р.П.* ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. № 4. С. 1124
<https://elibrary.ru/item.asp?id=41457464> [Petrukhin A.A., Bogdanov A.G., Kokoulin R.P. Phys. Part. Nuclei 2018. V. 49. P. 639
<https://doi.org/10.1134/S1063779618040469>]
4. *Земскова С.Г., Старков Н.И.* Краткие сообщения по физике ФИАН. 2015. № 6. С. 3.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=23859038> [<https://doi.org/10.3103/S1068335615060019>]
5. *Александров А.Б., Анохина А.М., Васина С.Г. и др.* Краткие сообщения по физике ФИАН. 2023. № 12. С. 133.
<https://doi.org/10.3103/S1068335623120023>
6. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., и др.* Краткие сообщения по физике ФИАН. 2020. № 9. С. 12.
<https://doi.org/10.3103/S106833562009002X>
7. *Басков В.А., Говорков Б.Б., Полянский В.В.* ПТЭ. 2019. № 3. С. 5.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219030030>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.3

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ КРУПНОГАБАРИТНЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ НА ОСНОВЕ ВАКУУМНЫХ И КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

© 2026 г. В. В. Бреховских^{а, *}, Н. Е. Воронков^а, А. М. Горин^а, В. А. Дятченко^а,
С. В. Евдокимов^а, А. А. Зайцев^б, В. И. Изучеев^а, А. К. Коноплянников^а, М. В. Медынский^а,
В. И. Рыкалин^а, С. А. Садовский^а, А. А. Шангараев^а

^а Институт физики высоких энергий им. А.А. Логанова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Российская Федерация, 142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1

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

* E-mail: brekhovs@ihep.ru

Поступила в редакцию 17.10.2025

После доработки 07.11.2025

Принята к публикации 29.11.2025

Рассматриваются характеристики пластмассовых сцинтилляционных счетчиков с различными системами вывода и регистрации сцинтилляционного излучения, предназначенных для детектирования гамма-квантов в широкой области энергий. Такие счетчики, имеющие высокий световыход, находят широкое применение в ядерной физике, физике высоких энергий, в системах радиационного контроля. Однако детектирование низкоэнергетического гамма-излучения при низком световыходе от гамма-квантов требует, соответственно, и достаточно низких порогов регистрации, что приводит к возрастанию шумового счета. В работе проведено сравнение эффективности регистрации гамма-квантов счетчиками относительно больших размеров, использующих в качестве фотоприемника вакуумные и кремниевые фотоумножители, в последнем случае при выводе света из сцинтиллятора с помощью спектросмещающих волокон. Счетчики с такой системой детектирования сцинтилляций по целому ряду параметров превосходят счетчики с вакуумными ФЭУ. Вместе с тем в работе показано, что в области регистрации низкоэнергетических гамма-квантов, важной для систем радиационного контроля, счетчики на основе кремниевых ФЭУ и спектросмещающих волокон, например при энергии 60 кэВ, на порядок величины уступают по эффективности регистрации счетчикам с вакуумными ФЭУ. Показано, что это связано со значительным фоном от темнового шума кремниевых ФЭУ.

DOI: 10.7868/S3034564226020062

1. ВВЕДЕНИЕ

Для эффективной регистрации гамма-квантов в широком диапазоне энергий используются, главным образом, толстые пластмассовые сцинтилляционные счетчики относительно больших размеров с площадью чувствительной поверхностью около 100 000 мм². Сравнительно небольшой световыход таких счетчиков, например в области регистрации низкоэнергетических гамма-квантов, важной для систем радиационного контроля,

накладывает жесткие требования на их конструкцию и выбор материалов — используются сцинтилляторы с максимальным световыходом, обернутые эффективно отражающим сцинтилляционное излучение материалом, оптимизируется светосбор, выбираются наиболее чувствительные фотоприемники. Можно привести следующие примеры подобных счетчиков.

1. Так называемые шатровые счетчики [1] с размерами сцинтиллятора 500×500×50 мм³ и вакуумными фотоумножителями ФЭУ-49 или

ФЭУ-125. Такие счетчики предназначались для регистрации космических мюонов, но могут использоваться и для эффективной регистрации гамма-квантов, хотя их габариты не являются оптимальными. Подобные счетчики в количестве около 1500 используются, например, на Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований Российской академии наук и в еще большем количестве на установках, связанных с регистрацией космических лучей.

2. Счетчики [2] с размерами сцинтиллятора $850 \times 130 \times 40$ мм³ (здесь и всюду далее размеры сцинтилляторов указаны в формате длина $\times$ ширина $\times$ толщина) с вакуумными ФЭУ фирмы HAMAMATSU с диаметром фотокатода 25 мм, показавшие по нашим измерениям высокую эффективность регистрации гамма-квантов.

3. Счетчики с размерами сцинтиллятора от $250 \times 250 \times 50$ до $500 \times 500 \times 50$ мм³ с выводом света из сцинтилляторов с помощью спектро-смещающих волокон (WLS) и кремниевых ФЭУ (SiPM) [3] нашли применение для регистрации космического излучения. Более 300 таких счетчиков используются, например, в охранной системе эксперимента “Нейтрино-4” [4]. Как будет показано ниже, упомянутые счетчики являются далеко не оптимальными для регистрации низкоэнергетических гамма-квантов.

4. Сцинтилляционные счетчики, используемые в пешеходных и транспортных радиационных мониторах, мониторах для радиационного контроля багажа, одежды и радиоактивных отходов. Размеры сцинтилляторов счетчиков близки к указанным в п. 3, а в качестве фотодетекторов используются, как правило, вакуумные ФЭУ.

В настоящей работе рассматриваются сравнительные характеристики пластмассовых сцинтилляционных счетчиков с различными системами вывода и регистрации сцинтилляционного излучения с точки зрения возможности их применения для регистрации гамма-квантов низких энергий. Эти счетчики имеют сравнимые световыходы и находят широкое применение в ядерной физике, физике высоких энергий, в системах радиационного контроля. Однако детектирование низкоэнергетического гамма-излучения при низком световыходе от частиц реализуется при достаточно низких порогах регистрации, что естественно приводит к возрастанию влияния шумового счета.

В работе проведено сравнение эффективности регистрации гамма-квантов счетчиками

относительно больших размеров, использующих в качестве фотоприемника вакуумные фотоумножители с непосредственным контактом со сцинтиллятором и систем кремниевые фотоумножители – спектросмещающие волокна (WLS), выводящие свет из сцинтиллятора. Счетчики с такой системой регистрации сцинтилляций по целому ряду параметров превосходят счетчики с вакуумными ФЭУ. К сожалению, в области регистрации низкоэнергетических гамма-квантов, например при энергии 60 кэВ, счетчики с использованием отдельных SiPM и спектросмещающих волокон более, чем на порядок величины, уступают по эффективности обнаружения счетчикам с отдельными вакуумными ФЭУ при сравнимом световыходе, что в основном и рассматривается в настоящей работе. Обсуждаются также и возможные варианты увеличения эффективности регистрации гамма-квантов счетчиками на основе SiPM и WLS.

2. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ НА ОСНОВЕ ВАКУУМНЫХ ФЭУ

Хорошим примером удачной реализации счетчика для регистрации гамма-квантов с энергией 60 кэВ и выше является детектор БДС-ГЗМ (фирма “Аспект”) [2] с размером чувствительной области $850 \times 130 \times 40$ мм³ и площадью 110 500 мм². В счетчике используется прозрачный пластиковый сцинтиллятор. Детектирование света осуществляется с помощью пристыкованного к одной из торцевых граней ФЭУ (Hamamatsu) с диаметром фотокатода 25 мм и хорошо выделяющимся одноэлектронным пиком. Питание ФЭУ имеет положительную полярность для уменьшения шумов фотокатода. Одноэлектронный амплитудный спектр этого ФЭУ, полученный нами с помощью светодиода, приведен на рис. 1. Измеренный световыход счетчика по космическим мюонам с триггерным счетчиком, размещенным в середине пластины, составил 350 фотоэлектронов (фэ).

Зависимость скорости счета импульсов, регистрируемых от естественного радиоактивного фона, и гамма-квантов с энергией 60 кэВ счетчиком БДС-ГЗМ для различных величин порога регистрации, приведена в табл. 1. Видно, что максимальная скорость счета импульсов от гамма-квантов реализуется при минимальном пороге в 0.5 фэ (дальнейшие измерения проводились при этом пороге). При этом скорость

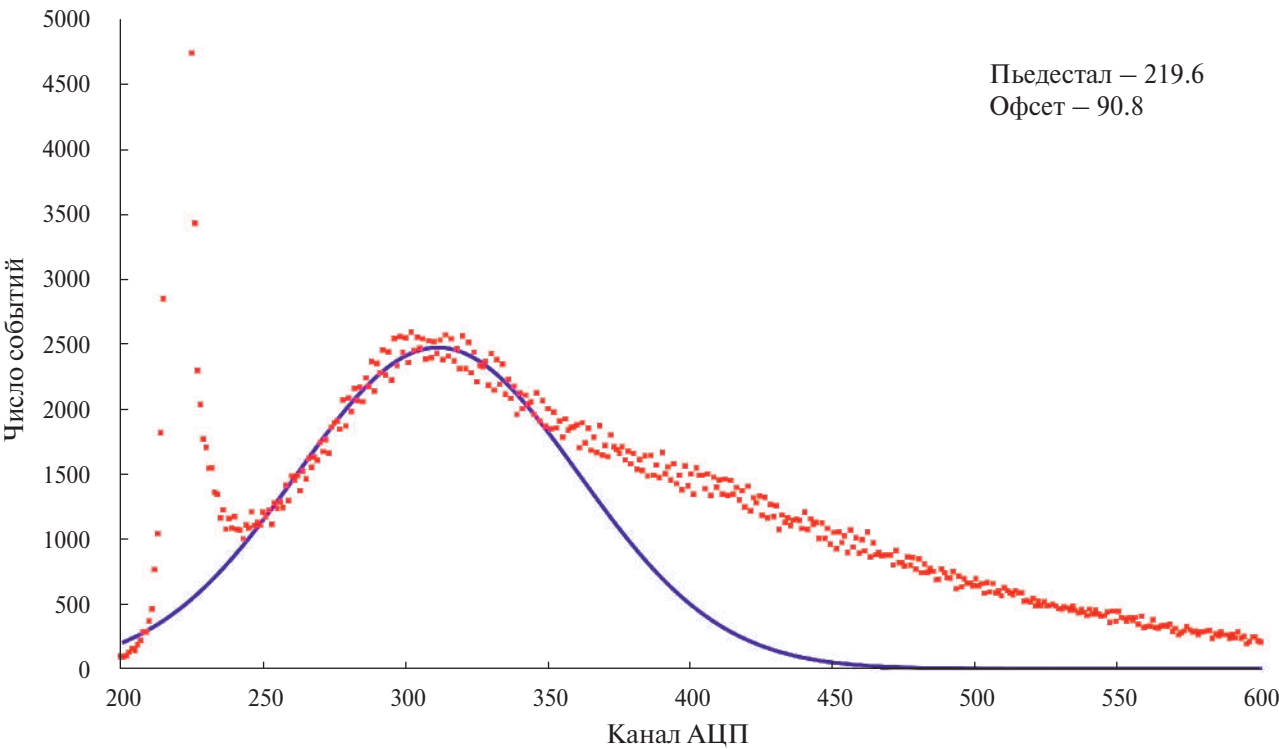


Рис. 1. Близкий к одноэлектронному спектр ФЭУ, полученный при использовании в качестве источника света светодиода. Синей линией показан результат аппроксимации передней части амплитудного спектра нормальным распределением

Таблица 1. Зависимость количества зарегистрированных импульсов от величины порога регистрации

Измерения за 10 с	Порог, фэ				
	0.5	1.0	1.5	2.5	5.0
Фон N	$(208.0 \pm 1.4) \cdot 10^2$	$(164.0 \pm 1.3) \cdot 10^2$	$(85.5 \pm 1.0) \cdot 10^2$	$(64.0 \pm 0.8) \cdot 10^2$	$(30.0 \pm 0.5) \cdot 10^2$
^{241}Am	$(850 \pm 3) \cdot 10^2$	$(588.0 \pm 2.4) \cdot 10^2$	$(183.5 \pm 1.3) \cdot 10^2$	$(88.5 \pm 0.9) \cdot 10^2$	$(31.5 \pm 0.6) \cdot 10^2$
$\Delta = ^{241}\text{Am} - \text{N}$	$(642 \pm 3) \cdot 10^2$	$(424.0 \pm 2.7) \cdot 10^2$	$(98.0 \pm 1.6) \cdot 10^2$	$(24.5 \pm 1.2) \cdot 10^2$	150 ± 78
Δ/N	$(309 \pm 2) \cdot 10^{-2}$	$(259 \pm 4) \cdot 10^{-2}$	$(115 \pm 3) \cdot 10^{-2}$	$(38 \pm 2) \cdot 10^{-2}$	$(5 \pm 3) \cdot 10^{-2}$

Примечание. Радиоактивный источник ^{241}Am (активность 12 500 1/с в 2π) размещен в середине пластины. Напряжение питания ФЭУ составляет 1200 В.

счета фоновых импульсов составляет около $2 \cdot 10^3$ 1/с.

Амплитудные спектры фона и сигналов радиоактивного источника ^{241}Am приведены на рис. 2. Оба спектра набирались за равное время (1 мин), а затем из спектра с ^{241}Am вычитался фоновый спектр с коррекцией на мертвое время системы сбора данных. Максимумы всех спектров хорошо совпадают с одноэлектронным пиком. Таким образом, в данном детекторе гамма-квант с энергией 60 кэВ в фотоприемнике генерирует, в основном, единичные фотоэлектроны.

Результаты изменения скорости счета радиоактивного источника ^{241}Am (за вычетом среднего фона 2040 1/с) вдоль пластины сцинтиллятора

приведены на рис. 3. Отношение скорости счета импульсов в ближней и самой дальней точках составляет 1.63.

Интересно оценить эффективность регистрации счетчика в середине сцинтиллятора (40 см), где в оптимальном по Δ/N из приведенных в табл. 1 вариантов скорость счета импульсов Δ составляет 6420 ± 30 имп/с. Радиоактивный источник ^{241}Am , размещенный на поверхности детектора, излучает в полный телесный угол 25 000 частиц/с, а в полусферу — 12 500 частиц/с. Тогда эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 60 кэВ составит величину 0.514 ± 0.002 , при этом в соответствии со справочными данными [5] длина поглощения гамма-квантов составляет 55 ± 1 мм. Соот-

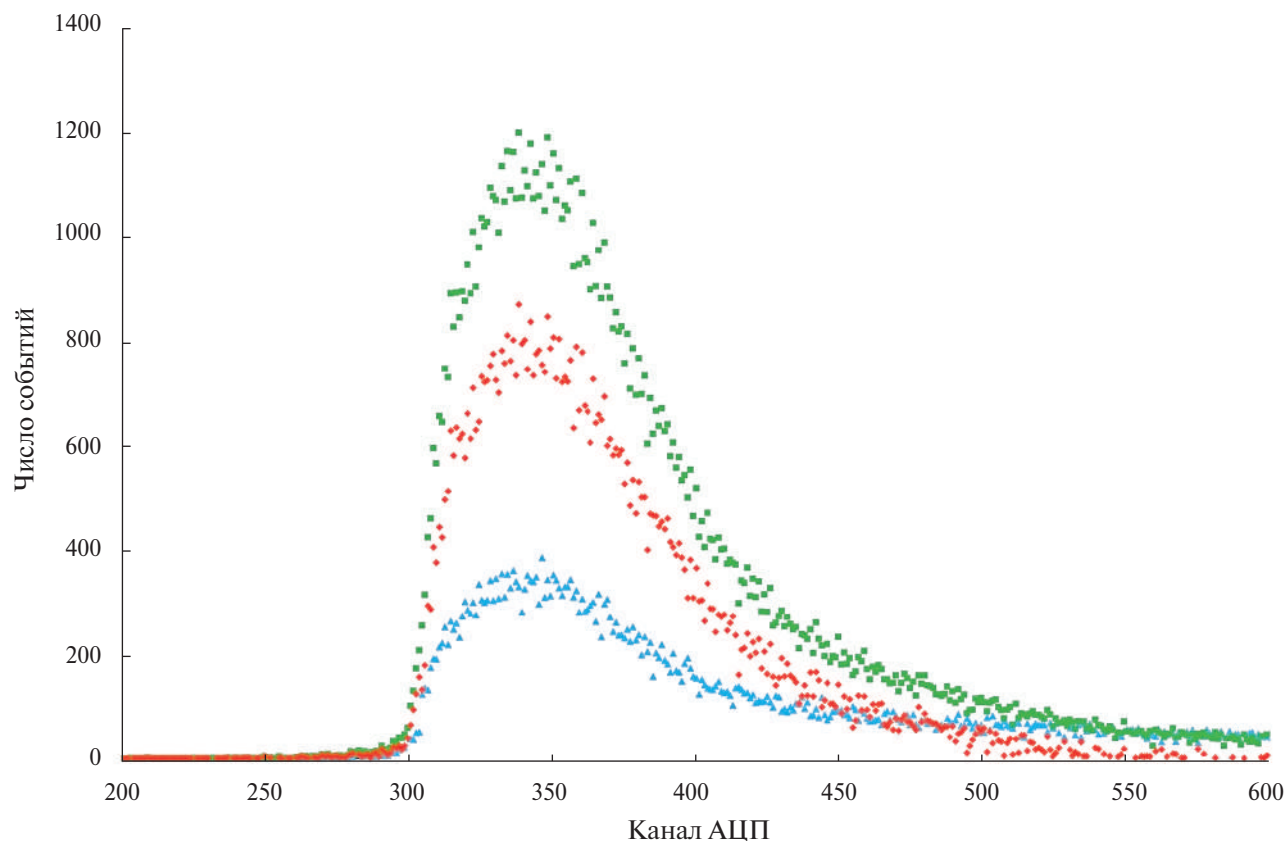


Рис. 2. Амплитудные спектры БДС-ГЗМ: голубая зависимость – фон, зеленая – ^{241}Am + фон, красная – разность спектров. Напряжение питания ФЭУ – 1350 В

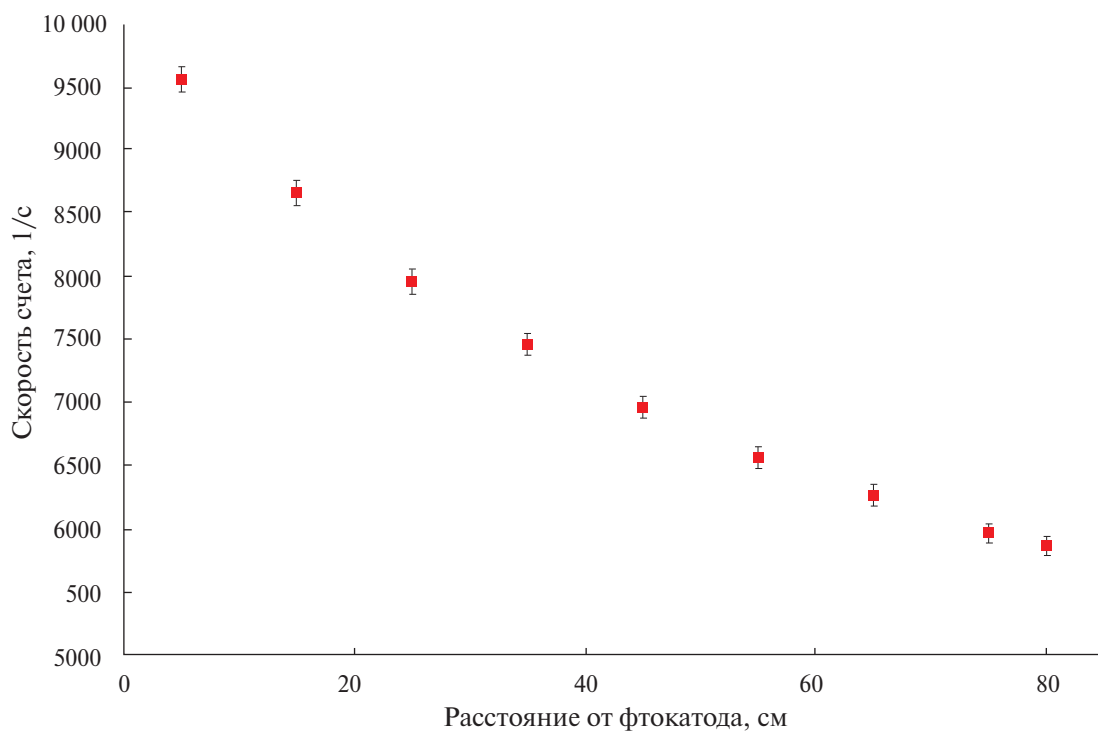


Рис. 3. Скорость счета импульсов гамма-квантов от радиоактивного источника ^{241}Am в зависимости от расстояния до фотокатода ФЭУ вдоль пластины сцинтиллятора. Напряжение питания ФЭУ составляет 1350 В

ветствующая этой величине эффективность регистрации одиночных гамма-квантов при толщине сцинтиллятора 40 мм равна 0.517 ± 0.006 , что согласуется со значением приведенной выше экспериментально измеренной эффективности регистрации, равной 0.514 ± 0.002 .

3. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ С ВЫВОДОМ СВЕТА СПЕКТРОСМЕЩАЮЩИМИ ВОЛОКНАМИ НА ОДИН SiPM

3.1. Сцинтилляционный счетчик с размерами $350 \times 290 \times 50 \text{ мм}^3$ и площадью $101\,500 \text{ мм}^2$

Большой интерес представляет использование современных полупроводниковых ФЭУ в упомянутых детекторах для регистрации гамма-квантов в широком диапазоне энергий. При выводе света из сцинтиллятора на отдельный SiPM с помощью спектросмещающих (WLS) волокон легко достигается количество фотоэлектронов, сравнимое со случаем счетчика БДС-ГЗМ, описанного в предыдущем разделе. При этом стоимость изготовленного из гранул сцинтиллятора, который может быть использован в счетчике на основе WLS-волокон и SiPM, составляет величину, в несколько раз меньшую, чем в случае БДС-ГЗМ. Такое же соотношение стоимостей в пользу SiPM имеет место и при сравнении с вакуумными ФЭУ, которые обычно используются в подобных детекторах.

В случае сцинтилляторов это связано с тем, что в БДС-ГЗМ необходимо использовать высокопрозрачный сцинтиллятор, изготовленный путем механической обработки крупногабаритной полимеризованной заготовки. В то же время в случае счетчика на основе WLS-волокон и SiPM сцинтиллятор может быть изготовлен практически без механической обработки способом плавления в зеркальных формах опудренных сцинтилляционными добавками промышленных полистирольных гранул либо литьем под давлением или экструдированием. Конструкции, характеристики и применение счетчиков со сцинтилляторами, изготовленными плавлением гранул в зеркальных формах, описаны в ряде работ [3, 4, 6]. Характерным примером применения таких счетчиков является их использование в охранных системах физических установок для запрета регистрации космического излучения [4].

На рис. 4 показаны используемая нами в настоящее время типовая конфигурация WLS-волокон, клеенных в канавки на фронтальной поверхности сцинтиллятора счетчика с размерами $500 \times 500 \times 50 \text{ мм}^3$, и амплитудный спектр счетчика, полученный при регистрации космических мюонов [7].

Выбранная конфигурация WLS-волокон типа Y-11 [8] и незначительные размеры, например SiPM MicroFC-30035-SMT [9], составляющие $3 \times 3 \times 0.4 \text{ мм}^3$, позволяют сделать практически одинаковыми габаритные размеры счетчика

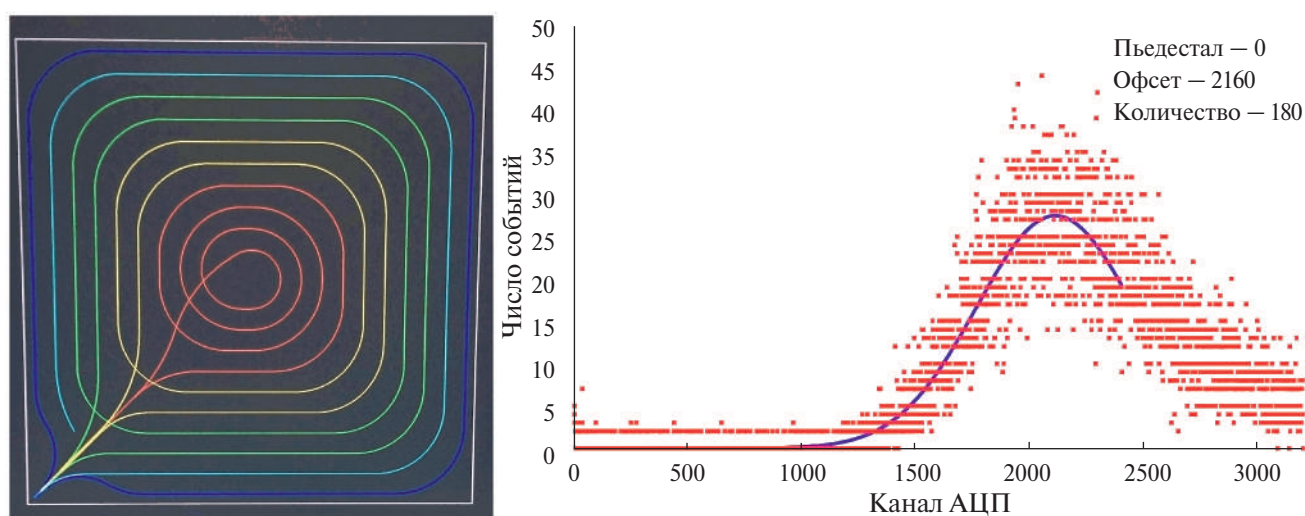


Рис. 4. Слева — используемая конфигурация WLS-волокон в счетчике с размерами $500 \times 500 \times 50 \text{ мм}^3$; справа — его амплитудный спектр (11.7 АЦП каналов/фотоэлектрон). Наиболее вероятное количество фотоэлектронов в спектре равно 180 при напряжении смещения на SiPM, равном 30 В. Общая длина 5 волокон равна 10.8 м. Минимальный радиус изгиба волокна составляет 50 мм

и размеры его сцинтиллятора. Это обстоятельство, несомненно, является преимуществом, так как позволяет создавать фактически беззазорные детектирующие плоскости, нечувствительные к магнитным полям.

Однако у подобных счетчиков с SiPM есть и существенный недостаток – крайне высокий уровень шумовых импульсов. На рис. 5 приведена зависимость скорости счета шумовых импульсов светоизолированного SiPM от порога регистрации, и в табл. 2 – измеренные значения скорости счета.

Уже из этих данных по темновым шумам SiPM следует, что при сравнимых размерах и световых выходах счетчика с вакуумным ФЭУ и счетчика на основе WLS и SiPM последний не может конкурировать в части эффективности обнаружения гамма-квантов с энергией 60 кЭВ

используемого радиоактивного источника ²⁴¹Am. Действительно, при этих сигналах, примерно соответствующих 1 фЭ, скорость счета темновых шумов будет почти на два порядка величины превышать интенсивность падающего на счетчик потока гамма-квантов (см. табл. 3) даже без учета эффективности их регистрации, естественного радиоактивного фона и космического излучения.

Следует отметить, что трудности в режекции шумовых сигналов связаны не только с их огромной скоростью счета, но и с тем фактом, что шумы состоят из одноэлектронных, двухэлектронных и других фракций. Это связано с наличием кросс-токов между светочувствительными ячейками SiPM и объясняет протяженный характер зависимости скорости счета темновых импульсов от порога регистрации (рис. 5).

Таблица 2. Скорость счета темновых импульсов светоизолированного SiPM при напряжении смещения 30 В в зависимости от величины порога регистрации

Параметр	Значение													
Порог, фЭ	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	5.5	6	6.5	7
Скорость счета, 10 ³ /с	1050	771	284	192	94	67.3	35.7	25.2	14.6	10.8	6	4.4	2.8	2.2

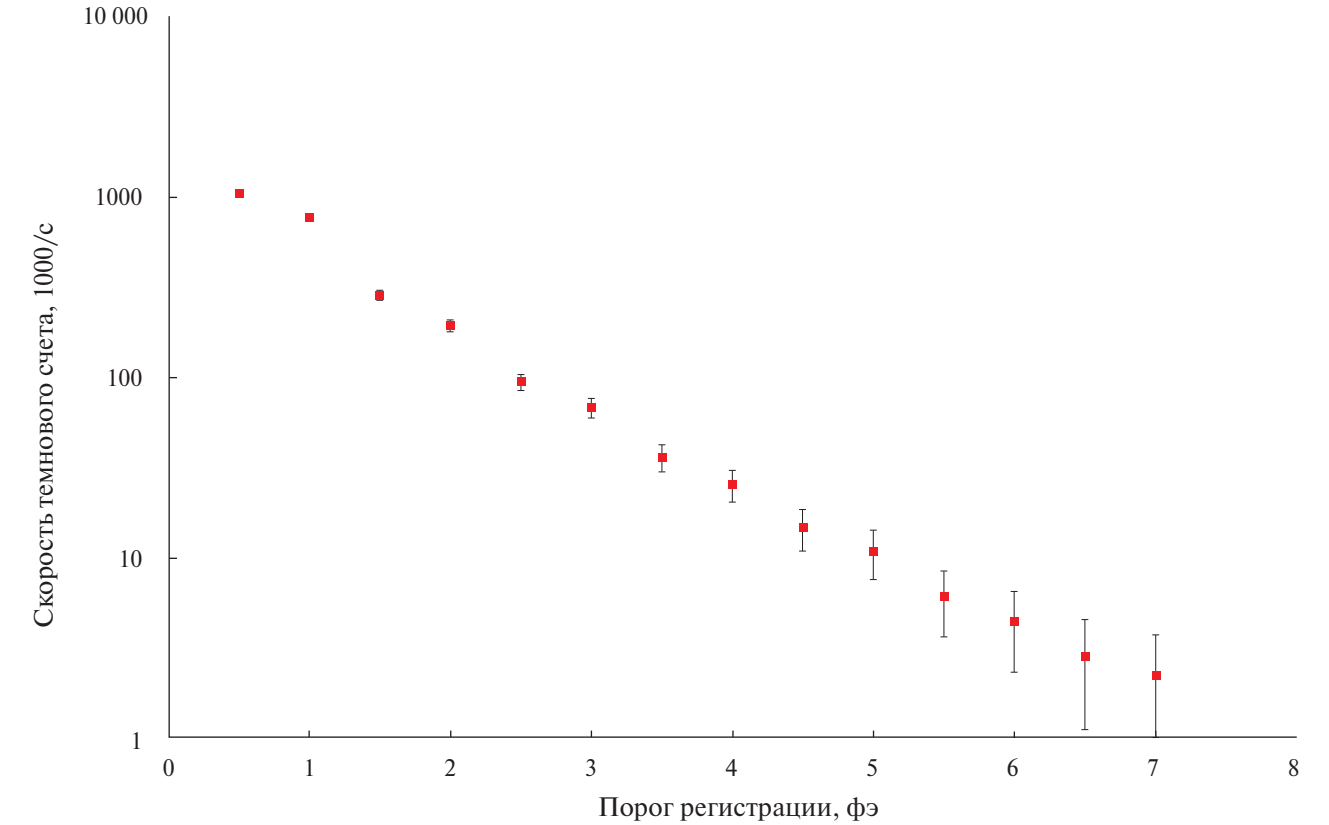


Рис. 5. Скорость счета темновых импульсов светоизолированного SiPM при напряжении смещения 30 В в зависимости от величины порога регистрации

Таблица 3. Количество зарегистрированных импульсов для детектора с размерами сцинтиллятора $350 \times 290 \times 50$ мм³ и SiPM в качестве фотодетектора в зависимости от величины порога регистрации

Измерение за 10 с	Порог, фэ					
	0.76	1.31	1.47	1.95	2.42	4.96
Фон N	$(5525 \pm 2) \cdot 10^3$	$(1132.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(1082.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(817.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(2390 \pm 5) \cdot 10^2$	$(108.0 \pm 1.0) \cdot 10^2$
²⁴¹ Am	$(5554 \pm 2) \cdot 10^3$	$(1140.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(1091.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(822.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(2380 \pm 5) \cdot 10^2$	$(110.3 \pm 1.1) \cdot 10^2$
$\Delta = {}^{241}\text{Am} - \text{N}$	$(29 \pm 3) \cdot 10^3$	$(8.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(9.0 \pm 1.4) \cdot 10^3$	$(5.0 \pm 1.4) \cdot 10^3$	$(-10 \pm 7) \cdot 10^2$	$(2.30 \pm 1.5) \cdot 10^2$
Δ/N	$(52 \pm 5) \cdot 10^{-4}$	$(71 \pm 9) \cdot 10^{-4}$	$(8.3 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$	$(6.1 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$	$(-4.2 \pm 3) \cdot 10^{-3}$	$(2.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-2}$

Примечание. Радиоактивный источник ²⁴¹Am находится в центре пластины. Напряжение смещения SiPM составляет 30 В. Скорость счета импульсов берется как среднее трех измерений за 10 с.

Для сравнительных измерений эффективности регистрации гамма-квантов с энергией 60 кэВ счетчиком БДС-ГЗМ и счетчиком на основе WLS и SiPM был использован детектор с одним SiPM и сцинтиллятором с размерами $350 \times 290 \times 50$ мм³, имеющим световыход от космических мюонов 150 фэ. Зависимости скорости счета фона и гамма-квантов с энергией 60 кэВ указанным счетчиком от порога регистрации приведены в табл. 3.

Как и следовало ожидать, эффективность обнаружения гамма-квантов с энергией 60 кэВ счетчиком БДС-ГЗМ на несколько порядков величины выше, чем у описанного выше счетчика с одним SiPM и сцинтиллятором с размерами $350 \times 290 \times 50$ мм³.

3.2. Сцинтилляционный счетчик с размерами $500 \times 140 \times 46$ мм³ и площадью 70 000 мм²

Нами также был изготовлен счетчик, который позволяет собирать свет как с помощью одного, так и с помощью двух SiPM. Противоположные торцы девяти WLS волокон собраны в квадрат со стороной 3 мм и могут пристыковываться либо к соответствующим SiPM, либо к одному

SiPM и зеркальной поверхности на противоположном конце сборки волокон (в данном случае на одном конце сборки волокон стоит зеркальный отражатель из майлара с коэффициентом отражения около 80 %, а на другом — SiPM). Полистирольный сцинтиллятор имеет размеры $500 \times 140 \times 46$ мм³, на его поверхности сделаны канавки, в которые вклеены 9 петель WLS-волокон типа Y11(200M). Счетчик обернут светоотражающим материалом типа Tyvek и черной-красной фотобумагой для светонезащиты. Амплитудный спектр одного SiPM при использовании зеркальной поверхности на противоположных торцах волокон приведен на рис. 6. Счетчик имеет достаточно высокий световыход, составляющий при напряжении смещения 30 В более 300 фотоэлектронов, что вдвое больше, чем у аналогичного счетчика, описанного выше.

Зависимости скорости счета фона и гамма-квантов с энергией 60 кэВ счетчика от величины порога регистрации приведены в табл. 4.

Необходимо отметить, что у этого детектора по сравнению с предыдущим эффективность обнаружения гамма-квантов возросла в 3 раза и составляет несколько более 5 %.

Таблица 4. Количество зарегистрированных импульсов для детектора размером $500 \times 140 \times 46$ мм³ и одним SiPM с зеркальным отражателем на противоположном торце волокна в зависимости от величины порога регистрации

Измерение за 10 с	Порог, фэ					
	0.5	1.33	2.17	3.0	3.83	4.67
Фон N	$(6970 \pm 3) \cdot 10^3$	$(1265.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(333.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(1850 \pm 4) \cdot 10^2$	$(485 \pm 2) \cdot 10^2$	$(140.0 \pm 1.0) \cdot 10^2$
²⁴¹ Am	$(7020 \pm 3) \cdot 10^3$	$(1307.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(338.0 \pm 1.0) \cdot 10^3$	$(1970 \pm 4) \cdot 10^2$	$(500 \pm 2) \cdot 10^2$	$(145.0 \pm 1.0) \cdot 10^2$
$\Delta = {}^{241}\text{Am} - \text{N}$	$(500 \pm 42) \cdot 10^2$	$(420 \pm 14) \cdot 10^2$	$(50 \pm 14) \cdot 10^2$	$(120 \pm 6) \cdot 10^2$	$(15.0 \pm 2.8) \cdot 10^2$	$(5.0 \pm 1.4) \cdot 10^2$
Δ/N	$(72 \pm 6) \cdot 10^{-4}$	$(332 \pm 11) \cdot 10^{-4}$	$(15 \pm 4) \cdot 10^{-3}$	$(65 \pm 3) \cdot 10^{-3}$	$(31 \pm 6) \cdot 10^{-3}$	$(36.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-3}$

Примечание. Радиоактивный источник ²⁴¹Am находится в центре пластины. Напряжение смещения SiPM составляет 30 В. Скорость счета импульсов берется как среднее трех измерений за 10 с.

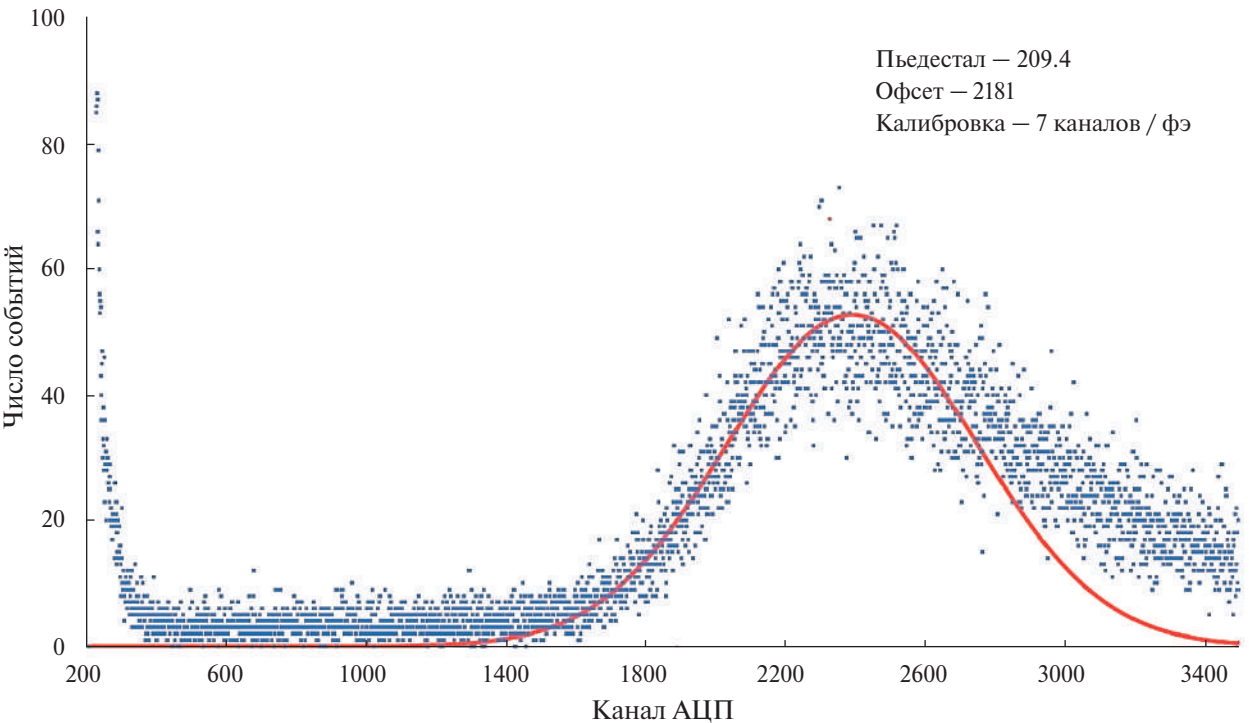


Рис. 6. Амплитудный спектр космических мюонов одного из SiPM с внешним триггером и зеркалом из майлара на дальнем конце волокон, световыход составляет 312 фэ. Аппроксимация передней части пика в амплитудном спектре нормальным распределением показана красной линией

3.3. Сцинтилляционный счетчик с двумя SiPM с размерами 500×140×46 мм³ и площадью 70000 мм²

Как уже отмечалось в разделах, описывающих счетчики с одним SiPM, собственный шум SiPM (около 10⁵ / (с·мм²)) при низком пороге дискриминации (порядка 1 фэ) ограничивает их применение в детекторах, регистрирующих отдельные фотоэлектроны. Для эффективного подавления собственных шумов фотоприемников естественно использовать для регистрации светового сигнала сцинтиллятора два SiPM со схемой совпадений сигналов от них. Такой подход был использован в детекторах бета-загрязнений на основе тонких сцинтилляционных счетчиков [10, 11]. Значения скорости счета темновых импульсов и эффективности работы схемы совпадений в зависимости от порога усилителя дискриминатора проиллюстрированы в табл. 5 для напряжения смещения на SiPM 30 В.

Измерения некоррелированных шумов светоизолированных SiPM в сравнении с шумами этого детектора (рис. 7) показывают, что скорость счета совпадений собственных шумов SiPM существенно меньше суммарных фоновых шумов и быстро уменьшаются при увеличении порога регистрации. Так, при величине порога

Таблица 5. Скорость счета импульсов от SiPM в зависимости от величины порога регистрации импульсов

Порог, фэ	Скорость счета темн. имп., 1/с (измерения)	Скорость счета при совпадениях 25 нс, 1/с (расчет)
0.5	1 050 000	55 125
1.0	771 000	29 723
1.5	284 000	4 033
2.0	192 000	1 843
2.5	94 000	442
3.0	67 300	227
3.5	35 700	63
4.0	25 200	32
4.5	14 600	10
5.0	10 800	6

25 мВ (1.5 фэ) отношение (фон + шум)/шум составляет величину 4.7, а при величине порога 55 мВ (4.5 фэ) — примерно 10. Однако не следует забывать, что использование в детекторе при регистрации светового сигнала двух SiPM вместо одного вдвое уменьшает чувствительность самого детектора на пороге регистрации.

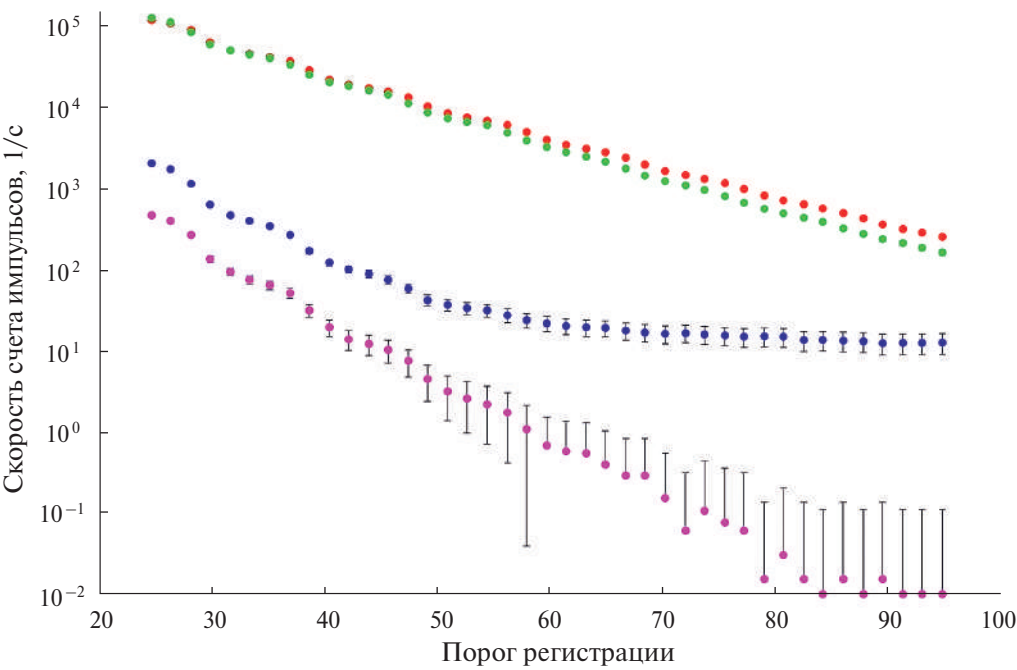


Рис. 7. Скорости счета совпадений сигналов двух SiPM детектора (временное разрешение 18 нс) показана синими точками; красными и зелеными точками показаны шумы каждого SiPM. Розовые точки — фоновая скорость счета совпадений сигналов от этих же SiPM, отсоединенных от детектора и тщательно светоизолированных. При величинах порога, больших 60 мВ, погрешности измерений для фоновой скорости счета совпадений заходят в отрицательную область и поэтому не могут быть обозначены на графике

Таблица 6. Количество зарегистрированных импульсов детектора с размерами 500×140×46 мм³ в зависимости от напряжения на SiPM при разрешении схемы совпадений 25 нс

Измерение за 10 с	Напряжение смещения SiPM, В			
	29.5	30.0	30.5	31.0
Фон N	$(272.5 \pm 1.7) \cdot 10^2$	$(560 \pm 2) \cdot 10^2$	$(810 \pm 3) \cdot 10^2$	$(1420 \pm 4) \cdot 10^2$
²⁴¹ Am	$(274.0 \pm 1.7) \cdot 10^2$	$(750 \pm 3) \cdot 10^2$	$(1040 \pm 3) \cdot 10^2$	$(1850 \pm 4) \cdot 10^2$
$\Delta = ^{241}\text{Am} - \text{N}$	(150 ± 234)	$(190 \pm 4) \cdot 10^2$	$(230 \pm 4) \cdot 10^2$	$(430 \pm 6) \cdot 10^2$
Δ/N	$(6 \pm 12) \cdot 10^{-3}$	$(339 \pm 6) \cdot 10^{-3}$	$(284 \pm 5) \cdot 10^{-3}$	$(303 \pm 4) \cdot 10^{-3}$

Примечание. Радиоактивный источник ²⁴¹Am расположен в центре пластины. Скорость счета импульсов берется как среднее трех измерений за 10 с. Величина порога регистрации составляет 5 мВ (1.5 фЭ) при напряжении смещения 30 В.

Из зависимостей на рис. 7 также следует, что шумы детектора при низких величинах порога регистрации в значительной мере определяются радиоактивным фоном окружающей среды, а при высоких (более 90 мВ) — космическим излучением.

Детектор, описанный в разд. 3.3, в варианте присоединения второго SiPM к свободным торцам WLS-волокон и подключении обоих кремниевых ФЭУ к схеме совпадений с разрешением 25 нс использовался и для регистрации гамма-квантов с энергией 60 кэВ. При этом был

выбран порог регистрации, равный 1.5 фЭ (при напряжении смещения на SiPM 30 В) из соображений приемлемого фонового счета. В табл. 6 приведены скорости счета фоновых импульсов и скорости счета от ²⁴¹Am для детектора при различных напряжениях смещения на SiPM, т.е. при разных величинах эффективного порога.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены характеристики ряда пластмассовых сцинтилляционных счетчиков

с различными системами вывода и регистрации сцинтилляционного излучения, предназначенных для регистрации гамма-квантов в широкой области энергий. Показано, что среди рассмотренных наиболее высокую эффективность в критически важной области детектирования гамма-квантов низких энергий обеспечивает счетчик БДС-ГЗМ (фирма “Аспект”) [2], состоящий из прозрачной (полимеризованной) полистирольной пластины и пристыкованного к ней вакуумного ФЭУ, т.е. имеющий обычную классическую конструкцию. В то же время счетчики с альтернативным способом собирания сцинтилляционного излучения WLS-волокнами на кремниевые ФЭУ, имеют целый ряд преимуществ по магнитостойкости, виброустойчивости, низковольтности питания, стоимости, уникальной компактности SiPM, что позволяет создавать на их основе практически беззачерновые стенки из детекторов. Все это имеет место при сравнимом световыходе, но в 50 раз меньшей эффективности регистрации, например для гамма-квантов с энергией 60 кэВ. В работе показана связь этого существенного недостатка указанных счетчиков с природой шумов SiPM.

Использование в счетчике второго SiPM и их подключение к схеме совпадений существенно меняет ситуацию, и различие в эффективностях

регистрации гамма-квантов с энергией 60 кэВ составляет уже 10 раз, что видно из сравнения данных табл. 1 и 6. Правда, использование в счетчике двух вакуумных ФЭУ также увеличит эффективность регистрации гамма-квантов.

Безусловно, увеличение световыхода сцинтилляторов и их легирование тяжелыми металлоорганическими соединениями могут увеличить эффективность регистрации гамма-квантов низких энергий, но в равной степени это будет относиться и к счетчикам классической конструкции, так как разрыв в эффективности обнаружения гамма-квантов сохранится. Для улучшения характеристик счетчиков на основе SiPM, кроме очевидной, но не простой в реализации возможности их охлаждения, остается технологический путь подавления термошумов и кросс-токов в SiPM. Анализ формы сигналов SiPM, по-видимому, также можно использовать для подавления шумов. На рис. 8, 9 приведено по несколько десятков осциллограмм шумовых импульсов и импульсов светодиода с длительностью импульса 20 нс при среднем количестве фотоэлектронов равным 2. Осциллограммы получены при регистрации сигналов SiPM MicroFC-30035-SMT с использованием “быстрого вывода” [12] и напряжении смещения 30 В. Из сравнения осциллограмм видно,

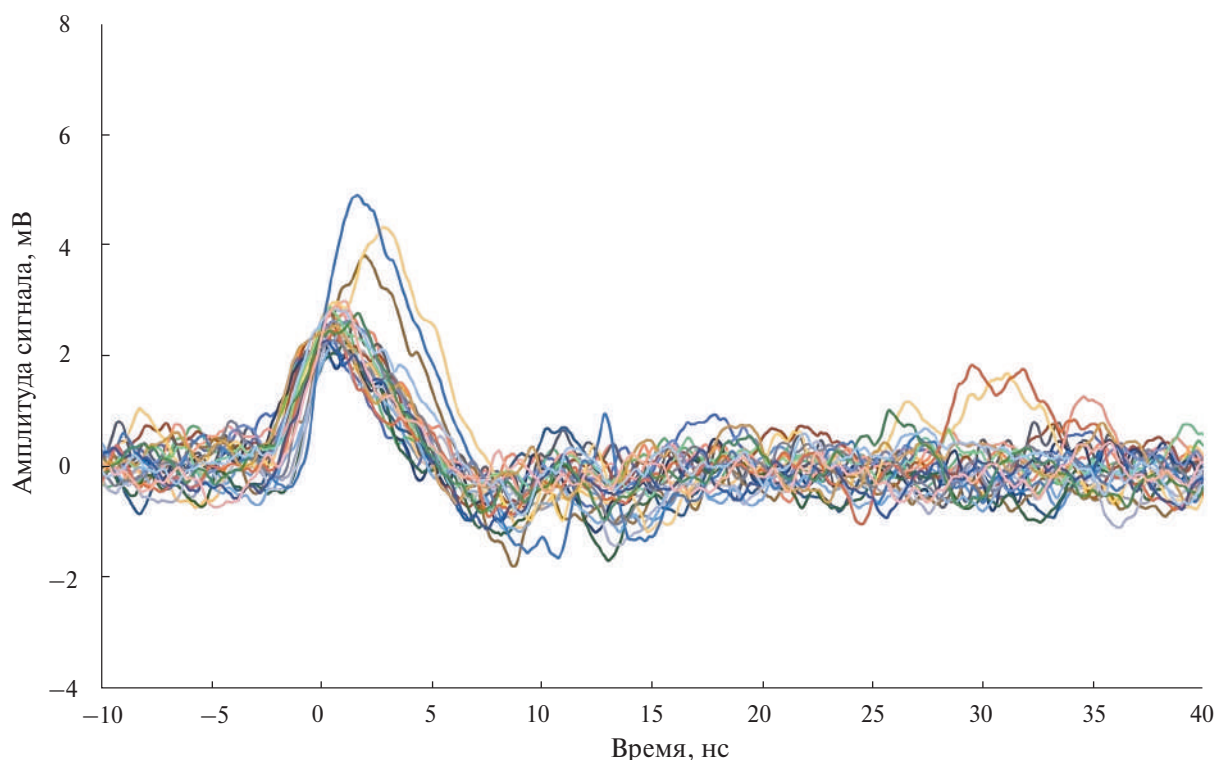


Рис. 8. Осциллограммы шумовых импульсов. Скорость развертки осциллографа 5 нс/деление. Разброс начала всех осциллограмм не превышает единиц наносекунд

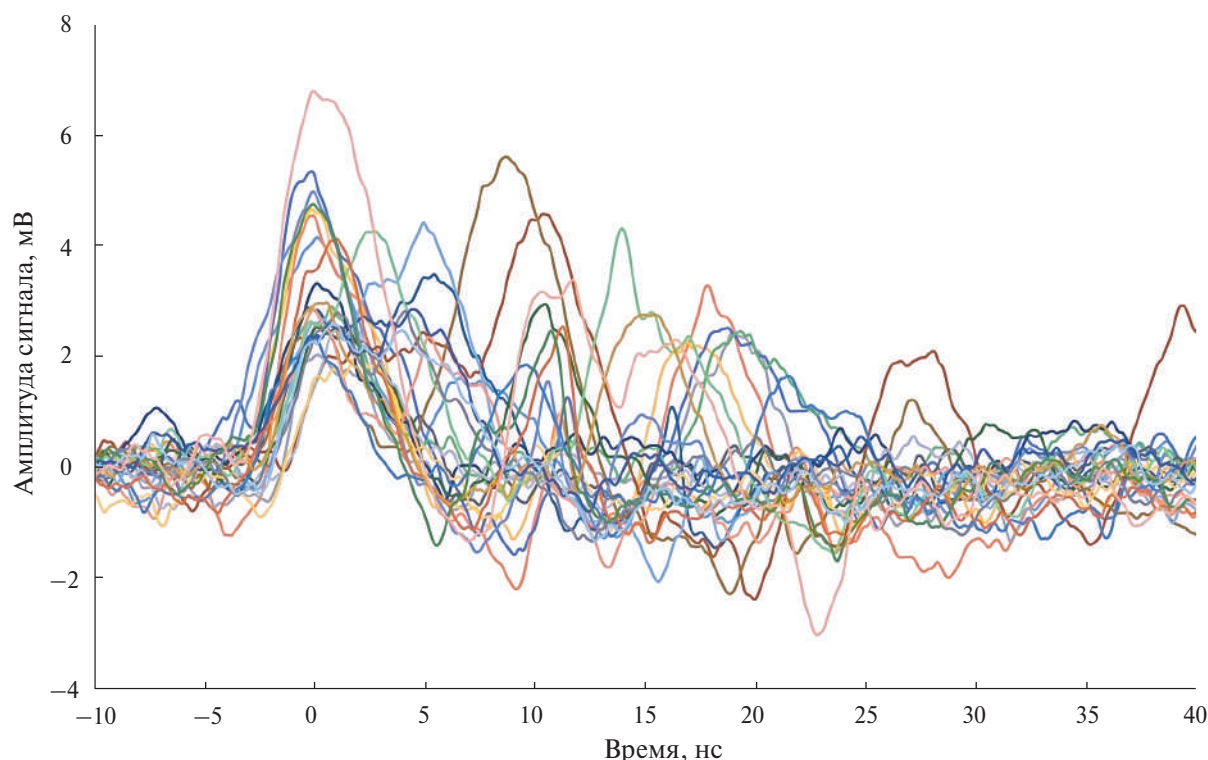


Рис. 9. Осциллограммы импульсов светодиода с длительностью 20 нс и средним числом фотоэлектронов, равным 2

что формы шумовых и светодиодных сигналов заметно различаются по форме, хотя и имеют общую компоненту одноэлектронных импульсов в соответствии с распределением Пуассона.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.М. Зайцеву за поддержку работы, В.Ф. Образцову за интерес к работе и полезные обсуждения и всему коллективу сектора сцинтилляционных и фотоэлектронных приборов НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ за неоценимую помощь в изготовлении сцинтилляционных счетчиков.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00095-П, <https://rscf.ru/project/22-12-00095/>) и НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Романенко В.С., Вайман И.А., Васильев Н.А. и др. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2025. Т. 56. № 2. С. 174.
2. <https://www.aspect-dubna.ru/product-category/tekhnologicheskie-spektrometry/ustrojstva-i-bloki-detektirovaniya/>
3. Gorin A.M., Medynsky M.V., Morozova V.V., Rykalin V.I., Volkov V.V. Proc. International Conference on New Photo-detectors (PhotoDet2015). Troitsk. PoS. 2015. V. 252. <https://doi.org/10.22323/1.252.0078>
4. Серебров А.П., Ивочкин В.Г., Самойлов Р.М. и др. ЖТФ. 2023. Т. 93. № 1. С. 175. <https://doi.org/10.21883/JTF.2023.01.54079.241-22>
5. Navas S. et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 110, 030001 (2024) P. 584.
6. Rykalin V., Brekhovskikh V., Chernichenko S., Gorin A., Semenov V. Journal of Physical Science and Application. 2015. P. 6–13.
7. Brekhovskikh V., Gorin A., Dyatchenko V., Medynsky M. and Rykalin V. Physics of Atomic Nuclei. 2019. V. 82. № 6. P. 649.
8. <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>
9. О’Нил К., Джексон С. Фотоника. 2014. № 6. С. 70. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=22564446>; https://www.photonics.su/files/article_pdf/4/article_4405_2.pdf
10. Buzhan P., Karakash A.J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1689. P. 012011. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1689/1/012011>
11. Бреховских В.В., Горин А.М., Дятченко В.А., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Медынский М.В., Рыкалин В.И., Садовский С.А., Шанга-раев А.А. ПТЭ. 2024. № 4. С. 5. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=80253632>
12. <https://www.manualslib.com/manual/2056163/Sensl-C-Series.html>

КОРРЕКЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ СИГНАЛОВ В СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ УСТРОЙСТВАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИХ МОДЕЛИ В ВИДЕ НЕЛИНЕЙНОГО РЕКУРСИВНОГО ФИЛЬТРА

© 2026 г. Э. В. Семенов*, М. А. Назаров

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

** E-mail: edwardsemyonov@narod.ru*

Поступила в редакцию 08.10.2025

После доработки 30.12.2025

Принята к публикации 30.01.2026

Рассмотрен метод коррекции нелинейно-инерционных искажений, вносимых сверхширокополосными устройствами в измерительных трактах различной конфигурации. Под сверхширокополосными понимаются устройства, рабочий частотный диапазон которых сопоставим с центральной частотой диапазона (абсолютные частоты могут быть различные). Метод основан на характеристизации устройства посредством семейства переходных характеристик и замещении его эквивалентной цепью из нелинейных резистивных и реактивных элементов. Их характеристики выбираются так, чтобы эта цепь давала переходные характеристики, близкие переходным характеристикам устройства. По эквивалентной схеме отыскиваются входные сигналы устройства по заданному выходному, т.е. решается задача синтеза оператора с обратными по отношению к объекту свойствами (синтез корректора). Используемая модель устройств функционально соответствует нелинейному рекурсивному фильтру и не накладывает ограничений на форму и ширину полосы корректируемых сигналов. Рассмотрен подход к регуляризации процедуры коррекции для уменьшения влияния шумов, помех и систематических погрешностей. На примере усилителя мощности видеоимпульсных сигналов показано, что статическая нелинейность уменьшается с 16 до 1.4 %, а динамическая – с 44 до 3 %.

DOI: 10.7868/S3034564226020070

1. ВВЕДЕНИЕ

Известные методы измерения нелинейных характеристик цепей используют гармонические тестовые сигналы [1]. Такие измерения подходят для устройств в радиочастотных частях трактов радиотехнических систем. В области же основных частот (безотносительно к абсолютным значениям частот) ширина спектра сигналов оказывается сопоставимой с центральной частотой спектра (сверхширокополосные сигналы). Для таких частей тракта, а также для узлов, работающих с импульсными и широкополосными сигналами, измерения с применением гармонических сигналов не подходят, поскольку

нелинейно-инерционные узлы по-разному реагируют на сигналы разной формы. Характеристики, полученные на гармоническом сигнале, не будут правильно отражать нелинейные искажения в узле на импульсном сигнале со сплошным спектром [2]. В настоящее время в инженерной практике нет адекватных методов и приборов для нелинейных измерений характеристик устройств основной полосы частот.

В последние годы нами предложены методы нелинейной характеризации устройств основной полосы частот [3–5]. Они основаны на измерении семейства переходных характеристик (ПХ) объекта измерения при различных амплитудах воздействия. При этом важно, чтобы

нелинейные и динамические искажения сигналов в измерительном тракте не оказывали значимого влияния на результат измерения характеристик объекта. Проще всего это достигается за счет уменьшения времени переходных процессов в измерительной установке по сравнению с длительностью фронта переходной характеристики объекта измерения [5]. Однако это не всегда можно обеспечить в должной степени. Тогда актуальным становится уменьшение динамических и особенно нелинейных динамических искажений [5, 6] сигналов в измерительной установке. Нелинейные динамические искажения могут возникать как в выходных усилителях тестовых воздействий на объект [5], так и во входных усилителях регистрирующих устройств [3], а также в аналого-цифровых преобразователях [4].

Помимо описанной выше ситуации динамические нелинейные искажения импульсных и сложных сигналов в измерительном тракте важны и при тестировании электронных приборов и узлов радиотехнического тракта сигналами, близкими к реальным рабочим сигналам [7–9], а также при измерении нелинейного рассеяния объектами видеоимпульсных электромагнитных волн [10].

Конечно, можно предъявить требования к динамической нелинейности усилителей, цифро-аналоговых (ЦАП) и аналого-цифровых (АЦП) преобразователей в системе и постараться обеспечить их схемотехнически. Однако это приводит к удорожанию решений и имеет определенные пределы уменьшения нелинейности. Альтернативным вариантом является применение предкоррекции в усилителях мощности и ЦАП или посткоррекции во входных усилителях и АЦП.

В общей формулировке задача синтеза корректора решается как задача отыскания оператора, обратного по отношению к оператору объекта коррекции. Таким образом, синтез корректора зависит от моделей объекта, их развитости и эффективности использования в инженерной практике. На нынешний момент в инженерной практике наиболее распространены модели полигармонических искажений устройств [1], что, соответственно, позволило разработать большое количество решений для корректоров искажений гармонических сигналов как программных, так и аппаратных [11–14].

Модели устройств основной полосы частот (или сверхширокополосных устройств) извест-

ны [15, 16], но воспринимаются инженерами как слишком сложные и для непосредственного использования, и тем более для отыскания модели, реализующей обратные операции с сигналами (с целью коррекции искажений в исходном устройстве). Особенности проблемы вызывает отыскание характеристических функций при параметризации таких моделей. Можно указать лишь ограниченное число публикаций, где коррекция нелинейно-инерционных искажений сверхширокополосных сигналов выполняется хотя бы для частных измерительных задач [17].

В последнее время нами предложены нелинейно-инерционные модели сверхширокополосных устройств в виде нелинейных многопетлевых рекурсивных фильтров (максимально третьего порядка) с интеграторами в обратных связях [3, 4]. Всем таким фильтрам может быть поставлена в соответствие эквивалентная схема с нелинейными элементами. Это существенно упрощает как их непосредственное инженерное использование, так и отыскание обратной модели для синтеза корректора искажений сигналов объектом. Действительно, по эквивалентной схеме всегда легко понять, как можно рассчитать сигнал на входе эквивалентной схемы, если известен сигнал на ее выходе.

Целью нашей статьи является рассмотрение метода синтеза корректора нелинейно-инерционных искажений сверхширокополосных сигналов с приложением к задаче предкоррекции нелинейных искажений в видеоимпульсном усилителе.

2. ПРИМЕР ОБЪЕКТА КОРРЕКЦИИ И ЕГО МОДЕЛЬ. ИСХОДНАЯ СТАТИЧЕСКАЯ И ДИНАМИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ОБЪЕКТА

Для упрощения рассмотрения принципиальных моментов выберем объект с аperiodическими переходными характеристиками, которые могут быть аппроксимированы нелинейным рекурсивным фильтром первого порядка [5]. Схема конкретного объекта, который используется далее в качестве примера, приведена на рис. 1. Это видеоимпульсный усилитель мощности, обеспечивающий на нагрузке 50 Ом амплитуду импульсов до 55 В при длительности фронта ПХ 80 нс.

Семейство переходных характеристик представленного на рис. 1 усилителя приведено на

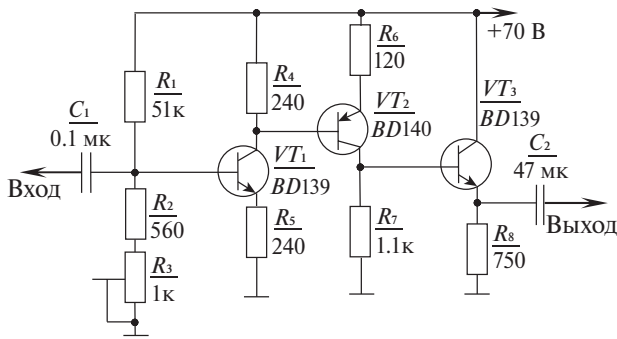


Рис. 1. Пример объекта коррекции — видеоимпульсный усилитель мощности [5]

рис. 2 штриховыми линиями [5]. Переходные характеристики измерены при помощи генератора сигналов National Instruments PXI-5244.

Существенная нелинейность выбранного объекта ясна из рис. 2 сразу, поскольку видна существенная зависимость формы переходной характеристики от амплитуды входного воздействия. Из представленных ПХ можно было бы непосредственно определить величину нелинейных искажений этих ступенчатых сигналов как

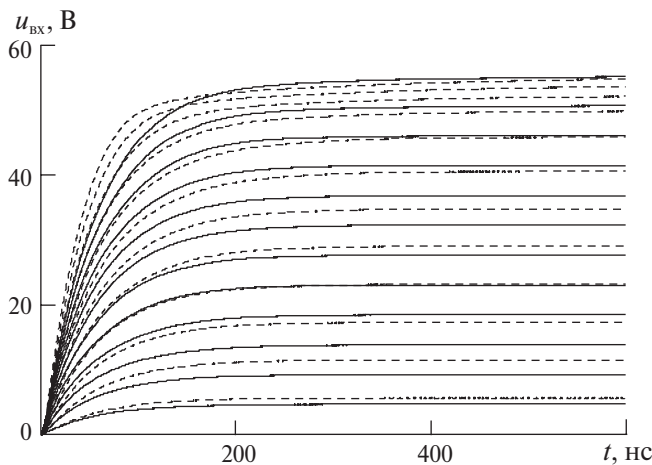


Рис. 2. Переходные характеристики усилителя без коррекции (штриховые линии) [5] и с коррекцией нелинейных искажений (сплошные линии)

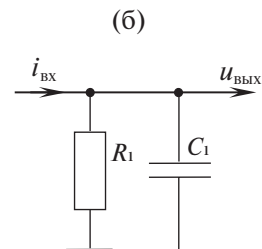
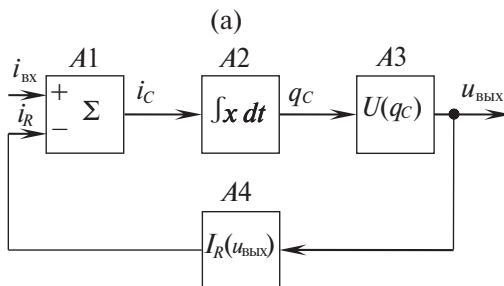


Рис. 3. Модель усилителя в виде нелинейного рекурсивного фильтра первого порядка (а) и электрическая эквивалентная схема этого фильтра (б) [5]

разность между соответствующей ПХ и прогнозом этой ПХ на случай отсутствия нелинейных искажений [2, 7–9]. Последний можно получить из малосигнальной ПХ путем ее пересчета к сигналу большей амплитуды. Однако это не очень хорошая идея по двум причинам. Во-первых, такие вычисления дают информацию только об искажениях конкретных сигналов, но не являются собственными характеристическими функциями устройства. Во-вторых, форма тестовых сигналов, из которых получены данные ПХ, в общем случае может несколько различаться, что даст разницу в переходных характеристиках даже при отсутствии нелинейных искажений сигналов в объекте. Оба этих негативных обстоятельства можно обойти, если в качестве характеристик нелинейности объекта рассматривать характеристические функции его нелинейно-инерционной модели [6].

На рис. 2 можно видеть, что переходные характеристики усилителя в целом имеют экспоненциальный вид, поэтому для их моделирования предпочтителен рекурсивный фильтр. Аперидический характер ПХ указывает на то, что с хорошей точностью они могут быть аппроксимированы моделью первого порядка [5].

Мы будем использовать нелинейный рекурсивный фильтр с интегратором в цепи обратной связи (рис. 3а), поскольку динамика его работы легко интерпретируется параллельной (нелинейной) RC -цепью (рис. 3б), в которой входной сигнал объекта ассоциирован с током через RC -цепь $i_{\text{вх}}(t)$, а напряжение на ней $u_{\text{вых}}(t)$ отражает выходной сигнал объекта [5].

Динамика переходного процесса в RC -цепи, представленной на рис. 3б, описывается следующей системой уравнений:

$$i_c(t) = i_{\text{вх}}(t) - i_R(t), \quad (1)$$

$$q_c(t) = \int_{-\infty}^t i_c(t) dt, \quad (2)$$

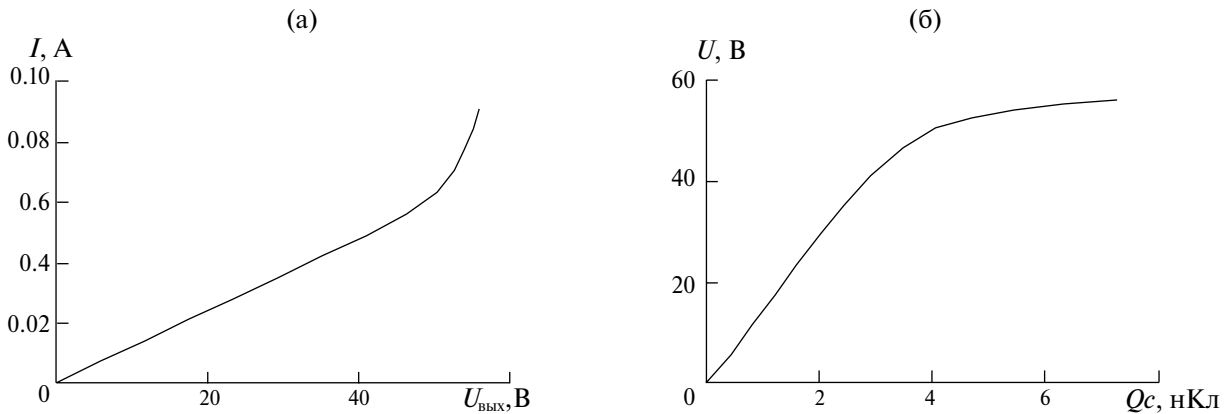


Рис. 4. Характеристические функции модели усилителя: вольт-амперная (а) и кулон-вольтовая (б)

$$u_{\text{вых}}(t) = U[q_C(t)], \quad (3)$$

$$i_R(t) = I[u_{\text{вых}}(t)], \quad (4)$$

где i_C и i_R — ток через емкость и резистор соответственно, q_C — заряд емкости, $U(q_C)$ — кулон-вольтовая характеристика (KBX) емкости, $I(u_{\text{вых}})$ — вольт-амперная характеристика (ВAX) резистора.

Для характеристики модели (1)–(4) нужно определить две функции: $I(u_{\text{вых}})$ и $U(q_C)$. В работе [5] показано, что их можно найти из измеренных ПХ посредством прямой вычислительной процедуры. На первом шаге такой процедуры выбран момент стробирования на плоской вершине ПХ, и для данного момента записана амплитуда ступенчатого тока на входе объекта как функция статического напряжения $U_{\text{вых}}$ на его выходе, $I(U_{\text{вых}})$. На втором шаге по формуле (4) был определен ток резистора $i_R(t)$ и далее по формуле (1) — ток емкости $i_C(t)$. Затем по формуле (2) из $i_C(t)$ был получен заряд $q_C(t)$. На третьем шаге по $q_C(t)$ в выбранный момент стробирования определен заряд Q_C и статическое напряжение на выходе объекта — как его функция $U(Q_C)$. Опре-

деленные таким образом ВAX, $I(U_{\text{вых}})$, и KBX, $U(Q_C)$, представлены на рис. 4 [5].

Функцию $I(U_{\text{вых}})$ можно непосредственно использовать как характеристику статической нелинейности объекта. Однако визуально удобнее наблюдать отклонение от равномерного закона, чем от линейного, поэтому вычислим из $I(U_{\text{вых}})$ статическое сопротивление резистора в эквивалентной схеме:

$$R(U_{\text{вых}}) = U_{\text{вых}} / I(U_{\text{вых}}).$$

Для усилителя, представленного на рис. 1, зависимость $R(U_{\text{вых}})$ приведена на рис. 5а штриховой линией (статическая нелинейность достигает 16 % в диапазоне выходных напряжений до 54 В). Однако, несмотря на напрашивающуюся аналогию, KBX нельзя использовать как независимую характеристику динамической нелинейности [6]. KBX устанавливает взаимное соответствие выходного напряжения объекта и заряда емкости эквивалентной RC-цепи. При этом выходное напряжение объекта содержит нелинейные искажения даже в том случае, если нелинейность объекта может быть описана исключительно безынерционным законом. В итоге

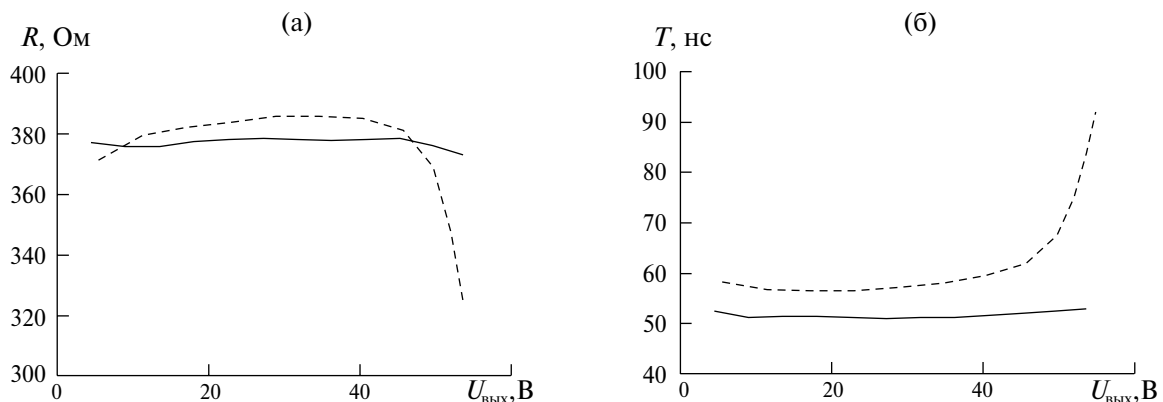


Рис. 5. Характеристики статической (а) и динамической (б) нелинейности усилителя. Штриховые кривые — без коррекции [6], сплошные кривые — с коррекцией

эта нелинейность “встраивается” в зависимость $U(q_C)$, даже если объект имеет только линейные инерционные свойства. В работе [6] показано, что независимую характеризацию динамической нелинейности объекта обеспечивает отношение заряда емкостного элемента эквивалентной RC -цепи к току через резистивный элемент, представленное как функция выходного напряжения устройства. Такая характеристика имеет размерность времени и по смыслу соответствует постоянной времени эквивалентной объекту RC -цепи $T(u_{\text{вых}})$. Для представленного на рис. 1 усилителя характеристика $T(u_{\text{вых}})$ приведена на рис. 5б штриховой линией [6]. Можно видеть, что инерционность объекта является существенно нелинейной (до 44 % в диапазоне выходных напряжений до 54 В).

3. ИНВЕРСИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ ОБЪЕКТА КОРРЕКЦИИ И СИНТЕЗ КОРРЕКТОРА

Преобразование сигналов объектом коррекции в целом описывается нелинейно-инерционным оператором S , который каждой функции входного тока $i_{\text{вх}}(t)$ ставит в соответствие функцию выходного напряжения $u_{\text{вых}}(t)$:

$$u_{\text{вых}}(t) = S[i_{\text{вх}}(t)].$$

Задача синтеза корректора искажений сигналов объектом сводится к отысканию обратного оператора S^{-1} , который по заданному напряжению на выходе объекта возвращает ток на его входе:

$$i_{\text{вх}}(t) = S^{-1}[u_{\text{вых}}(t)]. \quad (5)$$

При каскадном включении корректора с оператором S^{-1} и объекта получаем, что такая система не искажает сигнал $u_{\text{вх}}(t)$, поступающий на ее вход. Действительно, из записи

$$u_{\text{вых}}(t) = S\{S^{-1}[u_{\text{вх}}(t)]\} \quad (6)$$

ясно, что

$$u_{\text{вых}}(t) \equiv u_{\text{вх}}(t). \quad (7)$$

Входной ток по заданному выходному напряжению (5) можно найти по той же модели (1)–(4). В соответствии с (1) ток $i_{\text{вх}}(t)$ находится как сумма резистивного $i_R(t)$ и емкостного $i_C(t)$ тока. Ток резистивного элемента $i_R(t)$ мы можем найти непосредственно по заданному $u_{\text{вых}}(t)$ (4). Ток емкостного элемента находится из выражения (2) как производная заряда емкости $q_C(t)$. В свою очередь, этот заряд мы можем отыскать из (3), обратив кулон-вольтовую характеристику:

$$q_C(t) = Q[u_{\text{вых}}(t)].$$

Здесь $Q(u_{\text{вых}})$ – вольт-кулонная характеристика. На практике $U(Q_C)$ находится путем интерполяции таблично-определенных (по семейству измеренных ПХ) данных о заряде эквивалентной емкости и выходном напряжении объекта, поэтому обращение этой функции сводится к простой перестановке столбца-аргумента и столбца-функции (с последующей интерполяцией).

Резюмируя сказанное, запишем систему уравнений, описывающую работу корректора нелинейно-инерционных искажений сигналов объектом:

$$i_R(t) = I[u_{\text{вх}}(t)], \quad (8)$$

$$q_C(t) = Q[u_{\text{вх}}(t)], \quad (9)$$

$$i_C(t) = d[q_C(t)]/dt, \quad (10)$$

$$i_{\text{вх}}(t) = i_R(t) + i_C(t). \quad (11)$$

В этих формулах вместо сигнала $u_{\text{вых}}$ записан тождественный ему сигнал на входе корректора $u_{\text{вх}}$ (7).

Отметим, что корректор и объект коррекции можно включать в любой последовательности. Действительно, если в (6) переставить исходный и обратный операторы местами, то получим

$$i_{\text{вых}}(t) \equiv S^{-1}\{S[i_{\text{вх}}(t)]\}, \quad (12)$$

причем $i_{\text{вых}}(t) \equiv i_{\text{вх}}(t)$. Формула (6) соответствует предкорректору (для ЦАП, усилителей мощности и пр.), а формула (12) – посткорректору (для маломощных усилителей, АЦП и т.п.).

Систему формул (8)–(11) для дальнейшей интерпретации можно представить в виде функциональной схемы (рис. 6а). Удобно, что схема не содержит рекурсии в отличие от модели объекта (рис. 3а). Надо сказать, что на уровне структуры аналогичный корректор уже получен в [17] на основании так называемой теории расщепления сигналов. Однако в этой работе не рассматривается сигнальная коррекция (коррекция временных зависимостей сигналов). Кроме того, представленный нами подход дает простой алгоритм отыскания характеристических функций корректора $I(u_{\text{вх}})$ и $Q(u_{\text{вх}})$.

4. НЕКОРРЕКТНОСТЬ ЗАДАЧИ КОРРЕКЦИИ. РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ РЕШЕНИЯ

Как и в большинстве задач редукции к идеальному прибору [18], система формул (8)–(11)

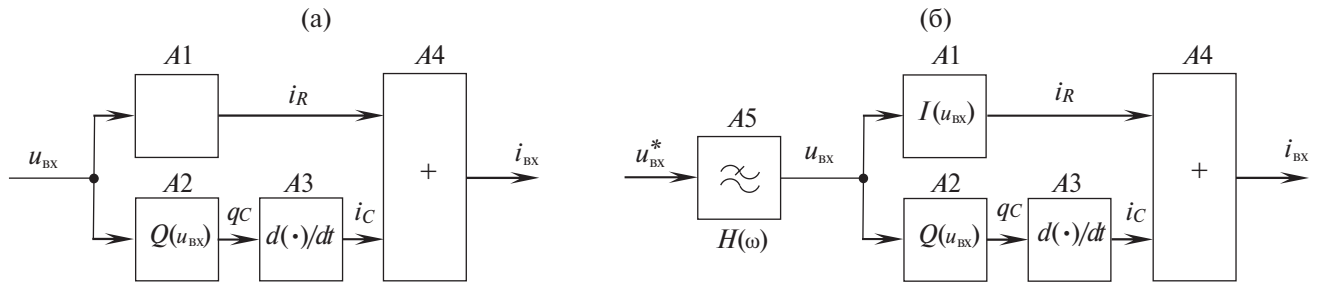


Рис. 6. Функциональная схема корректора нелинейных искажений: а — с воздействием на линейные передаточные свойства устройства, б — с исключенным действием на линейные передаточные свойства устройства

дает некорректное решение. Это связано с тем, что объект коррекции, как очевидно из его переходных характеристик, обладает свойствами фильтра нижних частот. Неограниченный рост ослабления объектом коррекции верхних частот с увеличением частоты приведет к неограниченному росту усиления верхних частот в корректоре с увеличением частоты. Шумы, помехи и систематическая погрешность коррекции в данной ситуации будут приводить к большой погрешности откорректированного сигнала, что и является признаком некорректности полученного решения задачи коррекции.

Борьба с некорректностью (регуляризация решения) в задаче нелинейной коррекции упрощается тем обстоятельством, что коррекция линейных передаточных свойств объекта является побочным эффектом, который не требуется практически. Чтобы исключить воздействие на линейные передаточные свойства объекта нужно добиться того, чтобы нормированная передаточная функция системы “корректор — объект” (или “объект — корректор”) была такой же, как нормированная передаточная функция объекта.

Малосигнальная (линейная) передаточная функция объекта коррекции определяется как трансимпеданс

$$Z(\omega) = U_{\text{ввых}}(\omega) / I_{\text{вх}}(\omega),$$

который моделируется в соответствии с рис. 3б как импеданс RC-цепи:

$$Z(\omega) = 1 / (1/R_0 + j\omega C_0) = R_0 / (1 + j\omega R_0 C_0).$$

Здесь R_0 и C_0 — малосигнальные значения сопротивления и емкости элементов эквивалентной схемы. Их можно определить из ВАХ и КВХ объекта, однако удобнее сразу определить малосигнальную постоянную времени T_0 из зависимости $T(U_{\text{ввых}})$. В этом случае трансимпеданс объекта приобретает вид

$$Z(\omega) = R_0 / (1 + j\omega T_0).$$

Передаточные свойства корректора в малосигнальной области будут определяться функцией, обратной трансимпедансу $Z(\omega)$, т.е. трансимпедансом

$$Y(\omega) = (1 + j\omega T_0) / R_0.$$

Если перед корректором установить фильтр нижних частот с передаточной функцией

$$H(\omega) = 1 / (1 + j\omega T_0), \quad (13)$$

то общий трансимпеданс $Y^*(\omega)$ такой системы станет равномерным:

$$Y^*(\omega) = H(\omega) Y(\omega) \equiv R_0.$$

В итоге корректор, дополненный фильтром с передаточной функцией (13), перестанет оказывать влияние на малосигнальные передаточные свойства объекта коррекции.

Отметим, что соединение узлов, описываемых прямым и обратным операторами в соответствии с формулами (6) или (12), должно быть непосредственным, т.е. линейный фильтр с передаточной функцией $H(\omega)$ должен устанавливаться либо перед предкорректором, либо после посткорректора.

В частном случае предкорректора система формул (8)–(11) оказывается дополненной выражением

$$u_{\text{вх}}(t) = F^{-1} \{ H(\omega) F [u_{\text{вх}}^*(t)] \}, \quad (14)$$

где $u_{\text{вх}}^*(t)$ — сигнал на входе фильтра нижних частот, F и F^{-1} — прямое и обратное преобразование Фурье. Соответствующая функциональная схема корректора представлена на рис. 6б.

5. ТЕСТИРОВАНИЕ ОБЪЕКТА С НЕЛИНЕЙНЫМ КОРРЕКТОРОМ. ДИНАМИЧЕСКИЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ОБЪЕКТА В ЭТОМ СЛУЧАЕ

Для проверки работы предложенного корректора рассмотрим систему “корректор — объект” (рис. 7) как предмет моделирования в соот-

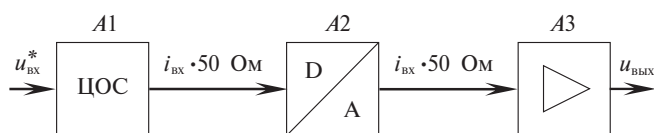


Рис. 7. Функциональная схема, показывающая подключение предкорректора к усилителю: A1 – цифровая обработка сигналов в соответствии с рис. 6б, A2 – цифро-аналоговый преобразователь (например, National Instruments PXI-5422), A3 – корректируемый усилитель

ветствии с функциональной и эквивалентной схемами, приведенными на рис. 3. Для характеристики такой модели, как и ранее, нужно сформировать семейство ступенчатых сигналов (в данном случае это $u_{\text{вх}}^*(t)$).

Однако следует учитывать, что максимальное напряжение не должно превышать основанной на измерениях области определения функций $I[u_{\text{вх}}]$ и $Q[u_{\text{вх}}]$. В нашем случае это 55 В. Система из 12 тестовых сигналов $u_{\text{вх}}^*(t)$ приведена на рис. 8 штриховыми линиями. Это сигналы, сформированные в цифровой форме как идеальные ступенчатые. Сигналы $u_{\text{вх}}(t)$ на выходе фильтра с передаточной функцией $H(\omega)$ имеют вид, представленный сплошными линиями на рис. 8. Операция преобразования сигналов функцией $H(\omega)$ также выполняется в цифровой форме. Частоту дискретизации следует выбирать с учетом свойств функции $H(\omega)$. В рассматриваемом примере $H(\omega)$ соответствует передаточной функции фильтра нижних частот первого порядка (13) с постоянной времени $T_0 = 56$ нс (частота среза 2.8 МГц). Спад модуля переда-

точной функции первого порядка медленный, поэтому частоту дискретизации нужно выбирать с большим запасом. Для преобразования сигнала в аналоговую форму мы выбрали ЦАП National Instruments PXI-5422 с частотой дискретизации 200 МГц. На этой частоте остаточное значение модуля функции $H(\omega)$ составляет 1.4 %. Это примерно сопоставимо с остаточной нелинейностью, на которую можно рассчитывать после применения рассматриваемой коррекции. Можно, конечно, использовать и любой другой генератор сигналов произвольной формы с подходящей частотой дискретизации.

Из сигналов $u_{\text{вх}}(t)$ (полученных цифровым преобразованием ступенчатых функций по формуле (14)) в цифровой форме вычисляются резистивный ток по формуле (8) (коррекция статической нелинейности) и емкостной заряд по формуле (9) (коррекция динамической нелинейности). Из емкостного заряда вычисляется ток емкости (10), который складывается с резистивным током (11). В результате получается предсказанный (сигнал (в размерности тока), включающий в себя коррекцию как статических, так и динамических нелинейных искажений (выходной сигнал узла A1 на рис. 7). Поскольку цифровой сигнал, подаваемый на ЦАП, по числовым значениям ассоциируется с выходным напряжением ЦАП, вычисленный по формуле (11) ток умножается на выходное сопротивление ЦАП (50 Ом). Полученное таким образом семейство сигналов в размерности напряжения представлено на рис. 9. Эти сигналы при помощи ЦАП

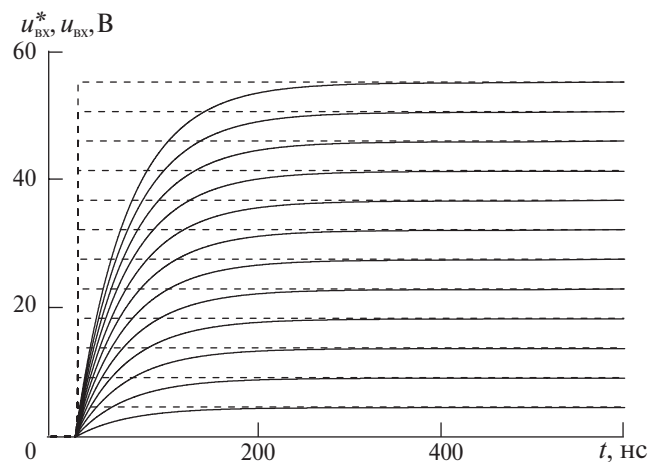


Рис. 8. Сигналы для тестирования эффективности коррекции: штриховые линии – на входе корректора, представленного на рис. 6а, сплошные линии – на выходе фильтра нижних частот

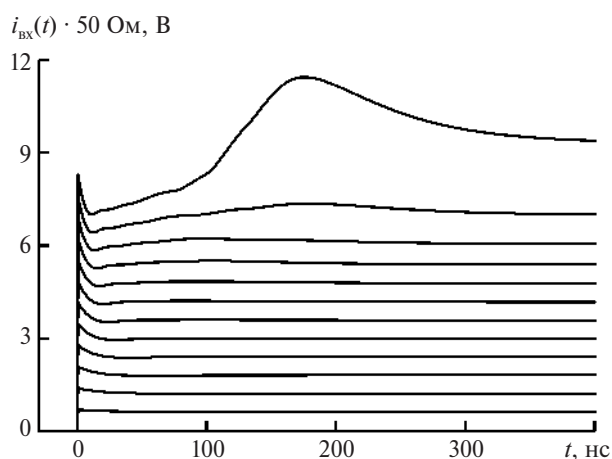


Рис. 9. Предсказанные сигналы, подаваемые на вход усилителя

National Instruments PXI-5422 преобразуются в аналоговую форму (выходной сигнал узла А2 на рис. 7) и подаются на вход выбранного в качестве примера усилителя (рис. 1). В результате на выходе усилителя (выход узла А3 на рис. 7) получено семейство переходных характеристик, представленное на рис. 2 сплошными линиями.

На рис. 2 видно, что качественно эффективность нелинейной коррекции хорошая: форма переходного процесса визуально не зависит от амплитуды воздействия. Однако количественно определить эффективность коррекции таким образом нельзя. Чтобы дать количественную оценку, определим характеристические функции $I(U_{\text{вых}})$ и $U(Q_c)$ представленной на рис. 7 системы с последующим отысканием функции $T(U_{\text{вых}})$ (так, как это было проделано для усилителя без применения коррекции). Полученные в итоге функции $R(U_{\text{вых}})$ и $T(U_{\text{вых}})$ приведены на рис. 5 сплошными линиями. Таким образом, в результате коррекции (как видно на рис. 5) статическая нелинейность объекта уменьшается с 16 до 1.4 %, а динамическая с 44 до 3 %.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что нелинейно-инерционные поведенческие модели в виде рекурсивных фильтров, которым ставится в соответствие простая нелинейная электрическая цепь, позволяют легко определить обратный оператор. Это дает возможность разрабатывать корректоры нелинейно-инерционных искажений сигналов в различных устройствах, в том числе в устройствах основной полосы частот и в сверхширокополосных устройствах.

Нелинейный корректор первого порядка получился трансверсальным, его структура, в принципе, известна из литературы. Однако предложенный подход позволил предложить логически прозрачный способ отыскания характеристических функций в таком корректоре. Кроме того, мы предложили способ регуляризации процедуры коррекции для уменьшения влияния шумов, помех и систематических погрешностей в работе корректора на результат коррекции.

Рассмотренные корректоры могут быть установлены как перед объектом коррекции (коррекция искажений сигналов в ЦАП, усилителях мощности и пр.), так и после него (коррекция для малошумящих усилителей, АЦП и т.д.).

На примере предкоррекции нелинейных искажений сигналов в трехкаскадном видеоимпульсном усилителе показано, что как статическая, так и динамическая нелинейности объекта коррекции могут быть уменьшены более, чем на порядок.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FWRM-2024-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Root D.E., Verspecht J., Sharrit D., Wood J., Cognata A. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2005. V. 53. P. 3656.
<https://doi.org/10.1109/TMTT.2005.855728>
2. Иванов И.Ф., Трофимов В.С. Радиотехника. 1963. Т. 18. № 2. С. 52.
3. Semyonov E.V. IEEE Trans. Circuits Syst. II Express Briefs. 2021. V. 68. P. 2192.
<https://doi.org/10.1109/TCSII.2020.3048819>
4. Semyonov E.V. IEEE Trans. Circuits Syst. II Express Briefs. 2023. V. 70. P. 2216.
<https://doi.org/10.1109/TCSII.2022.3231873>
5. Назаров М.А., Семенов Э.В. Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2023. Т. 26. № 4. С. 123.
<https://doi.org/10.32603/1993-8985-2023-26-4-123-132>
6. Семенов Э.В., Назаров М.А. Полторыхин К.М. Журнал радиоэлектроники. 2025. № 1.
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.1.12>
7. Arnstein D.S., Vuong X.T., Cotner C.B., Daryanani H.M. COMSAT Technical Review. 1992. V. 22. № 1. P. 93.
https://www.comsatlegacy.com/comsat_technical_review/ctr_spring_1992_int_vi_and_sig_process_22-1.pdf
8. Chen S.-W., Panton W., Gilmore R. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1996. V. 44. P. 2743.
<https://doi.org/10.1109/22.554660>
9. Haining W., Jiangang L., Jiqin W., Chenxin Z.J. Air Force Engineering University: Natural Science Edition. 2005. V. 6. № 3. P. 47. http://kjgcdx.ijournal.cn/ch/reader/create_pdf.aspx?file_no=20050314
10. Semyonov E.V., Nazarov M.A., Poltorykhin K.M., Berezin A.A., Fateev A.V. IEEE Trans. Radar Syst. 2025. V 3. P. 843.
<https://doi.org/10.1109/TRS.2025.3575462>
11. Богданович Б.М. Радиотехника. 1991. № 12. С. 43.
12. Лабутин С.А. Измерительная техника. Метрология. 1986. № 12. С. 22.
13. Лабутин С.А. Техника средств связи. Серия: Радиоизмерительная техника. 1985. № 6. С. 1.

14. *Deng H., Zhang D., Lv D., Zhou D. Zhang Y.* IEEE Trans. Electron Devices. 2019. V. 66. P. 1533.
<https://doi.org/10.1109/TED.2018.2890696>
15. *Sobhy M.I., Hosny E.A., Ng M.W.R., Bakkar E.A.* IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1996. V. 44. P. 2571.
<https://doi.org/10.1109/22.554605>
16. *Pedro J.C., Maas S.A.* IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2005. V. 53. P. 1150.
<https://doi.org/10.1109/TMTT.2005.845723>
17. *Лабутин С.А.* Техника с редств связи. Серия: Радиоизмерительная техника. 1989. № 1. С. 9.
18. *Василенко Г.И.* Теория восстановления сигналов: о редукции к идеальному прибору в физике и технике. Москва: Сов. радио, 1979.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С КОМПЕНСАЦИЕЙ ПОСТОЯННОГО СМЕЩЕНИЯ ПО ПОСТОЯННОМУ И ПЕРЕМЕННОМУ ТОКАМ

© 2026 г. М. В. Степушкин, Д. С. Калёнов*

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
Российская Федерация, 141195, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1*

** E-mail: kalenov@fireras.su*

Поступила в редакцию 12.11.2025

После доработки 24.11.2025

Принята к публикации 08.12.2025

Разработан и изготовлен дифференциальный усилитель с высоким входным сопротивлением, обладающий дополнительным входом для подачи опорного сигнала, который может складываться с выходным сигналом усилителя. Это позволяет детектировать слабые изменения измеряемой величины на фоне значительного постоянного вклада. Коэффициент усиления составляет 1, 10 или 100. Прибор выполнен в виде приставки к синхронному усилителю SR830 (Standford Research Systems, USA, www.thinkSRS.com), но может использоваться и с другими приборами при наличии соответствующего источника питания.

DOI: 10.7868/S3034564226020088

При проведении физического эксперимента нередко ситуация, когда необходимо детектировать малое изменение характеристик образца на фоне значительной абсолютной величины. В частности, при измерении продольного магнитосопротивления для тонкопленочного образца CoPt, описанного в работе [1], омическое сопротивление составило приблизительно 130 Ом, тогда как изменение, вызванное магнитным полем, — всего лишь около 0.2 Ом, т.е. 0.15 %. Также в этих пленках интерес представляет детектирование отдельных магнитных доменов при помощи эффекта Холла. Однако при среднем диаметре домена 100 нм и площади креста 25 мкм² вклад от отдельного домена составляет порядка 10⁻⁴.

Первая проблема, которая при этом возникает, — шумы. Для борьбы с ней крайне эффективны синхронные детекторы вроде описанного в работе [2] или применяемого нами SR830. Но и им для эффективной работы требуется использование как можно большего диапазона шкалы. При наличии постоянной составляющей сигнала диапазон измерения ограничен именно им,

а на его изменение остаются те же 0.15 % шкалы (на примере магнитосопротивления). Существует достаточно очевидный способ расширить шкалу измерения — вычесть из измеряемого сигнала постоянное смещение. Этим термином мы обозначили не смещение по постоянному току, а некоторый базовый уровень, относительного которого измеряемая величина меняется в ходе проведения эксперимента. В случае измерений на переменном токе, в том числе при использовании синхронных детекторов, оно равно синусоидальному опорному сигналу, отмасштабированному под характеристики конкретного образца.

Измерения зачастую проводятся на малых токах, что приводит к необходимости усиливать входной сигнал. А использование четырехзондового метода или эффекта Холла требует дополнительного вычитания одного входного сигнала из другого. Таким образом, можно сформулировать основные требования к усилителю: наличие аналогового вычитателя для дифференциальных входов, наличие аналогового вычитателя для компенсации постоянной составляющей,

настраиваемый коэффициент усиления, низкий уровень собственных шумов. В некоторых случаях также бывает необходимо проводить измерения не на переменном, а на постоянном токе. Кроме того, усилитель должен обладать высоким входным сопротивлением для возможности исследования высокоомных образцов.

Схема разработанного усилителя приведена на рис. 1. Ее основу составляет интегральный инструментальный усилитель AD8220 [3], обеспечивающий вычитание входных сигналов и возможность изменения коэффициента усиления. Возможность изменения осуществляется путем подключения одного из прецизионных резисторов обратной связи R_{11} или R_{15} с помощью герконовых реле. В случае необходимости подстройки коэффициента усиления можно добавить резисторы R_{10} , R_{12} , R_{16} , R_{18} . Указанные на схеме номиналы обеспечивают коэффициенты усиления в 10 и в 100 раз, а когда оба реле разомкнуты, усиление равно 1. Вход опорного сигнала у всех инструментальных усилителей достаточно низкоомный, поэтому подавать на него сигнал непосредственно с делителя нельзя.

Вместо этого применена схема регулируемого усилителя — инвертора на операционном усилителе TL084. Первая его часть служит входным буфером, обеспечивающим высокое входное сопротивление по входу опорного сигнала. Далее стоит масштабирующий усилитель,

коэффициент усиления которого регулируется прецизионным переменным резистором R_{13} в диапазоне от -1 до $+1$ [4]. В случае, когда компенсации постоянного смещения не требуется, опорный вход DA_3 соединяется с землей. Оставшиеся два усилителя TL084 используются для индикации перегрузки. Пороговые напряжения задаются резистивным делителем R_{19} , R_{20} и R_{21} , они составляют ± 5 В. Этот блок не обязательный, и при желании TL084 можно заменить на TL082 или другой двоянный операционный усилитель.

Коммутация аналоговых сигналов осуществляется с помощью герконовых реле. В нашем случае это реле РЭС55 А РС4.569.606 с напряжением срабатывания 27 В. В отличие от обычных кнопок, их контакты защищены от окисления, что позволяет минимизировать нелинейные эффекты в контактах при исследовании слабых сигналов [5]. Это позволяет также несколько сократить длину сигнальных дорожек. Переключение между измерениями на постоянном и переменном токах заключается в возможности шунтирования входных конденсаторов C_4 и C_5 , переключения входа сигнала смещения между входом опорного сигнала и встроенным источником постоянного напряжения, а также шунтирования выходных конденсаторов C_8 и C_9 . Вследствие их высокой емкости простое замыкание может быть опасным для реле, поэтому

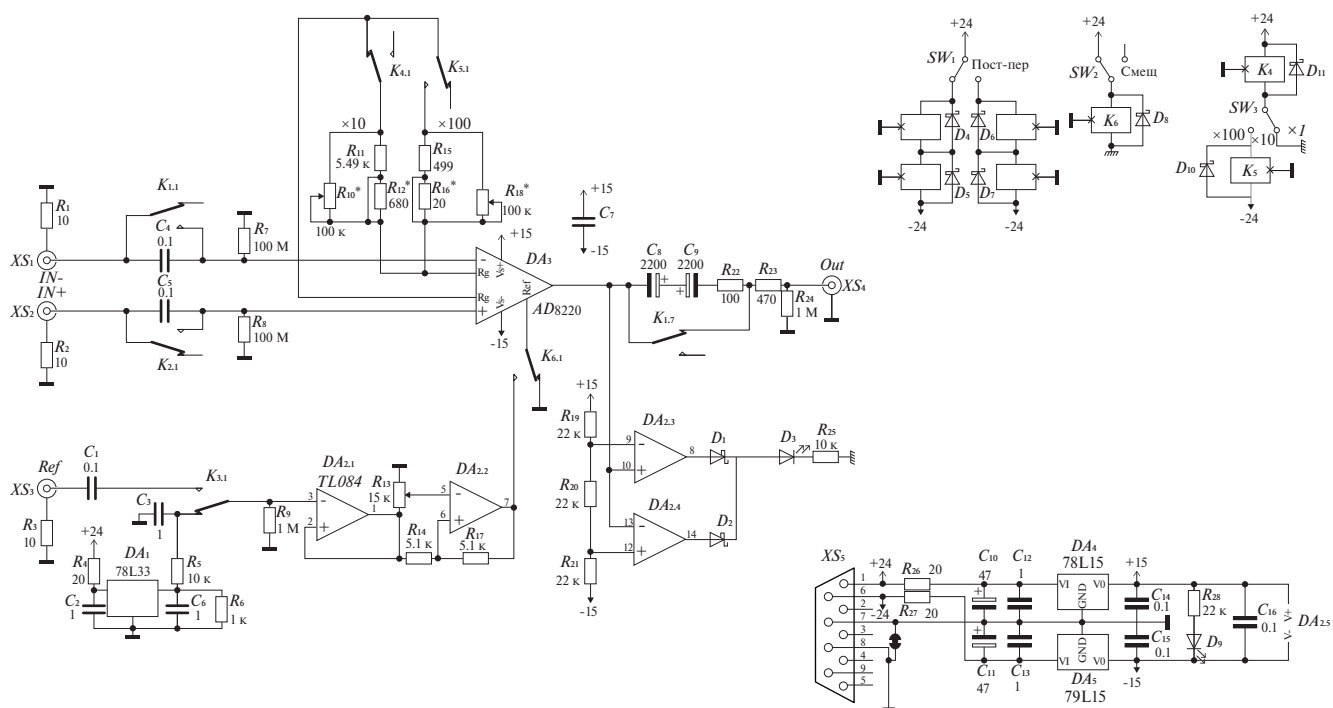


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема усилителя

выходной резистор был разделен на два, R_{22} , R_{23} , первый из которых дополнительно ограничивает разрядный ток.

Использование реле также несколько улучшает эргономику: переключатель коэффициента усиления SW_3 трехпозиционный, а у них среднее положение обычно соответствует полному замыканию. Если бы он использовался для выбора коэффициента усиления напрямую, без реле, он переключался бы следующим образом: 100 — 1 — 10, что неудобно при практическом использовании. Примененная схема этого недостатка лишена. Использование в качестве источника постоянного напряжения микросхемы 78L33 не является лучшим решением, и при необходимости проводить точные измерения на постоянном токе ее стоит заменить на более качественный источник опорного напряжения. Впрочем, ее выходной сигнал проходит через регулируемый усилитель и складывается с выходным сигналом без дополнительного усиления, поэтому требования к этому узлу не столь велики.

Питание на устройство подается от прибора SR830 через разъем для подключения предусилителей. Это широко распространенный DB9-F (и DB9-M со стороны кабеля), обеспечивающий двуполярное напряжение ± 20 В. При необходимости можно изготовить и отдельный блок питания. Усилитель собран в готовом алюминиевом корпусе размерами $88 \times 38 \times 110$ мм³.

Для проверки эффективности изготовленного усилителя был собран стенд, состоящий из образца, аналогичного примененному в работе [1], помещенного между полюсами мощного электромагнита и включенного по стандартной четырехзондовой схеме. Синусоидальный опорный сигнал генерировался прибором SR830 и измерялся сначала напрямую с помощью SR830 (рис. 2а), а потом с использованием усилителя (рис. 2б). Усилитель был настроен на коэффициент усиления 100, регулировка уровня смещения установлена так, чтобы при нулевом магнитном поле выходной сигнал был минимальным. Далее были сняты зависимости продольного сопротивления образца от магнитного поля, изменявшегося от -1.5 до $+1.5$ кЭ. Из графиков при отсутствии усилителя отчетливо видны ступеньки квантования АЦП SR830. Использование же усилителя с возможностью вычитания опорного сигнала позволяет задействовать весь динамический диапазон SR830.

Основные технические характеристики следующие:

- коэффициент усиления по напряжению: 1, 10, 100;
- входное сопротивление: 100 МОм;
- входное сопротивление входа опорного сигнала: 1 МОм;
- диапазон рабочих частот: от 0 до 100 кГц;

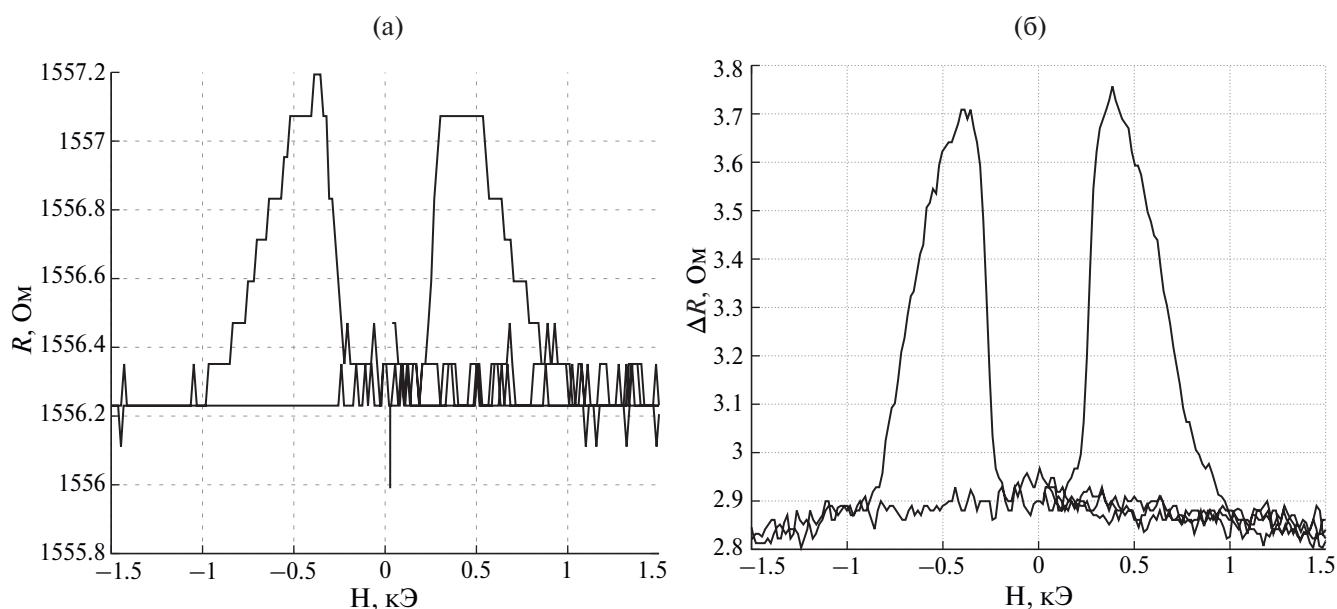


Рис. 2. а — Зависимость абсолютного сопротивления образца от магнитного поля, измеренная без усилителя. б — Зависимость изменения сопротивления образца от магнитного поля, измеренная с использованием разработанного усилителя

– плотность шума, приведенного ко входу, составляет $14.3 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$ (при коэффициенте усиления 100);

– напряжение питания двуполярное: от ± 18 до $\pm 27 \text{ В}$;

– диапазон регулировки постоянного смещения по постоянному току: от -3.3 до $+3.3 \text{ В}$, по переменному току: от $-U_{\text{оп}}$ до $+U_{\text{оп}}$, где $U_{\text{оп}}$ – опорное напряжение;

– выходное сопротивление: не более 600 Ом .

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Степушкин М.В., Сизов В.Е., Здоровейщев А.В., Калентьева И.Л., Миргородская Е.Н., Темирязов А.Г., Темиряева М.П. Радиотехника и электроника. 2021. Т. 66. № 7. С. 698.
<https://doi.org/10.31857/S0033849421070111>
2. Зубов В.Е., Белов И.А. Высокочувствительный прибор для магнитооптических исследований. ПТЭ. 2020. № 3. С. 160.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220030210>
3. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ad8220.pdf>
4. Horowitz P., Hill W. The art of electronics. Cambridge University Press, NY, 2015.
5. Булычев А. Герконовые реле Standex-Meder – имущества “герметичной” коммутации. Новости электроники. 2013. № 4. С. 33.

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ПИКОВСЕКУНДНЫХ СИГНАЛОВ УСТРОЙСТВАМИ ОЦИФРОВКИ

© 2026 г. М. А. Назаров*, Э. В. Семенов

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

** E-mail: mnaz90@mail.ru*

Поступила в редакцию 25.11.2025

После доработки 22.12.2025

Принята к публикации 16.01.2026

Рассмотрен разностный метод измерения нелинейных искажений сигналов в устройствах оцифровки, который не требует, чтобы тестовые сигналы были строго одинаковыми по форме. Это позволило измерять нелинейные искажения в пикосекундном диапазоне, где сложно точно контролировать форму тестовых сигналов. Предложено использовать тестовые сигналы разных полярностей из соображений простоты генерации таких пар. Поскольку статическая нелинейность регистрирующих устройств обычно имеет квадратичный вид, нелинейные искажения в откликах на такие сигналы не компенсируют друг друга. Показано, что для заданных тестовых сигналов в выбранных устройствах оцифровки наблюдению доступны нелинейные искажения величиной от 0.1 %, а вносимые устройствами оцифровки нелинейные искажения составляют не менее 0.4–0.5 %. Изложена методика селекции динамических нелинейных искажений, в которой статическая нелинейность устройства измеряется отдельно и затем исключается из результатов измерений. Показано, что полярность динамических нелинейных искажений может как совпадать с полярностью общих нелинейных искажений, так и иметь противоположную полярность. Оценочно получено, что максимальная величина динамических нелинейных искажений примерно сопоставима с величиной статических искажений.

DOI: 10.7868/S3034564226020096

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде задач радиотехнических измерений ключевое значение имеют нелинейные искажения видеоимпульсных сигналов объектом измерения. К таким задачам относятся, например, характеристика устройств основной полосы частот радиотехнических систем [1], сверхширокополосная (СШП) нелинейная локация [2–6], выявление некачественных электрических контактов [7–9] по признаку нелинейности отклика от них, а также оценивание стойкости электронных устройств к СШП-импульсам [10]. Чувствительность и погрешность измерения в таких задачах ограничиваются собственной нелинейностью измерительного тракта. Для тестовых сигналов в таких измерениях либо задают простейшую (например, ступенчатую [1]) форму,

либо регистрируют фактическую форму тестовых сигналов [11]. Поэтому основное значение приобретает нелинейность устройства оцифровки сигналов.

Для измерения нелинейных искажений видеоимпульсных сигналов регистрирующими устройствами не подходят методы гармоник и комбинационных частот, поскольку нелинейные свойства устройств по-разному проявляются при воздействии сигналов разной формы [12]. Большинство методов измерения нелинейных искажений видеоимпульсных сигналов объектом использует сравнение отклика объекта на сигналы разной формы и/или амплитуды [11]. Наибольший объем информации о нелинейно-инерционных свойствах объекта в видеоимпульсном режиме воздействия можно получить из семейства переходных характери-

стик (ПХ) объекта, зарегистрированных как результат реакции объекта на семейство ступенчатых сигналов с различными амплитудами [13]. Такой метод измерения, в частности, нами опробован для измерения статической и динамической нелинейностей устройства оцифровки National Instruments PXI-5114 [1] (длительность переходной характеристики 2.4 нс).

Для реализации метода [13] важно, чтобы систематическая погрешность воспроизведения тестовых сигналов не сказывалась существенно на погрешности измерения переходных характеристик объекта. Простейшим способом выполнить это условие является сокращение длительности фронта тестовых сигналов по сравнению с длительностью переходного процесса в объекте измерения (в 5 раз или более) [1]. В приведенном примере с устройством оцифровки National Instruments PXI-5114 длительность фронта ступенчатых сигналов составляла 35 пс при длительности фронта ПХ объекта измерения 2.4 нс.

Однако в ряде задач нелинейных импульсных радиоизмерений требуются регистрирующие устройства с полосой до нескольких гигагерц и более. Например, для задач локализации латентных дефектов электрических контактов по признаку нелинейности отклика на видеоимпульсный сигнал требуются устройства регистрации с полосой от 12 ГГц и более. Такой верхней граничной частоте соответствуют длительности фронта объектов измерения порядка 30–100 пс. Соответственно, тестовый генератор должен вырабатывать ступенчатые сигналы с длительностями фронта порядка 6–20 пс с обеспечением регулировки амплитуды такого сигнала. Задача создания такого генератора является крайне сложной.

В работе [14] мы опробовали подход, при котором генератор ступенчатого сигнала всегда вырабатывает ступенчатый импульс с постоянными формой и амплитудой, а для уменьшения амплитуды сигнала используется набор СВЧ-аттенюаторов. Однако каждый аттенюатор имеет свою матрицу рассеяния, что приводит к зависимости формы ступенчатого сигнала от установленного набора аттенюаторов. В принципе данные искажения можно учесть, предварительно измерив матрицу рассеяния каждого аттенюатора. Однако это очень усложняет метод измерения, тем более что для такого учета нужно знать и конкретные внутренние импедансы генератора сигналов и объекта измерения.

В настоящей статье рассматривается метод измерения нелинейных искажений пикосекундных сигналов в устройствах оцифровки, который не требует, чтобы тестовые сигналы были строго одинаковыми по форме.

2. РАЗНОСТНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ, НЕ ТРЕБУЮЩИЙ ОДИНАКОВЫХ ФОРМ СРАВНИВАЕМЫХ СИГНАЛОВ

В общем случае нелинейные искажения сигнала $u(t)$ определяются как отличие этого сигнала от сигнала без нелинейных искажений $u_0(t)$ [12]. Для определения сигналов $u(t)$ и $u_0(t)$ нужны как минимум два тестовых воздействия $x_{1,2}(t)$ с регистрацией откликов на них $u_{1,2}(t)$. Если сигналы $x_{1,2}(t)$ различаются только амплитудами $X_{1,2}$, то прогноз сигнала $u_0(t)$ можно получить из отклика объекта на сигнал с меньшей амплитудой, например $u_2(t)$. Тогда сигнал нелинейных искажений $\varepsilon(t)$ определяется по формуле

$$\varepsilon(t) = u_1(t) - u_2(t)X_1/X_2. \quad (1)$$

Если же тестовые сигналы различаются по форме (пускай даже только вследствие погрешности их воспроизведения), то формула (1) не может быть использована для вычисления сигнала нелинейных искажений, поскольку она будет отражать также и разницу форм тестовых воздействий. Чтобы вычислить прогноз неискаженного сигнала для $u_1(t)$ из отклика $u_2(t)$ на сигнал другой формы, потребуется откорректировать не только амплитуду, но и форму отклика $u_2(t)$. Такой метод описан в работе [9]. В этом случае формула (1) приобретает вид

$$\varepsilon(t) = u_1(t) - u_2(t) * F^{-1} [K(\omega)], \quad (2)$$

где $*$ — символ свертки, F^{-1} — обратное преобразование Фурье, $K(\omega)$ — передаточная функция, обеспечивающая получение линейного прогноза отклика на сигнал $x_1(t)$ из отклика на сигнал $x_2(t)$ (корректирующая функция). Правильный выбор $K(\omega)$ должен обеспечить условие $\varepsilon(t) = 0$ при отсутствии нелинейных искажений сигналов объектом и любой форме $x_{1,2}(t)$. Такое условие обеспечивается при $K(\omega) = X_1(\omega)/X_2(\omega)$, где $X_{1,2}(\omega)$ — спектры соответствующих тестовых сигналов [11].

Тестовые сигналы $x_{1,2}(t)$ могут либо задаваться априори с требованием их точного воспроизведения, либо регистрироваться тем же устройством оцифровки, нелинейные искаже-

ния которого измеряются [11]. Второй вариант предпочтительнее на практике, поскольку он не накладывает требований на искажения сигналов в устройстве их генерации. Большинство устройств оцифровки является двухканальными, поэтому каждая пара сигналов $x_{1,2}(t)$ и $u_{1,2}(t)$ может быть зарегистрирована отдельным каналом регистрирующего устройства.

Изложенный подход на уровне принципа уже описан в работе [15], однако там предлагается для сигнала $x_2(t)$ уменьшенной амплитуды сохранить такую же энергию, как и у сигнала $x_1(t)$. Это хоть и имеет свою логику (улучшение отношения сигнал/шум при регистрации пары $x_2(t)$, $u_2(t)$), но значительно усложняет генерацию тестовых сигналов. Упростить генерацию тестовых сигналов можно на основе того наблюдения, что статическая нелинейность устройств оцифровки СВЧ-диапазона имеет преимущественно квадратичный характер. На рис. 1 приведены характеристики статической нелинейности двух СВЧ-осциллографов, измеренные по методике, изложенной в работе [1]. Можно видеть, что для приведенных случаев статическая нелинейность имеет одинаковые знаки как для положительных, так и для отрицательных воздействий. В таком случае допустимо выбрать тестовые сигналы с одинаковыми формами и амплитудами (энергиями), но противоположными полярностями. Тогда получим, что $K(\omega) \approx -1$, и члены в правой части формулы (2) будут суммироваться. Поэтому компоненты нелинейных искажений, содержащиеся в сигналах $u_1(t)$ и $u_2(t)$, будут только складываться (никогда не будут компенсировать друг друга).

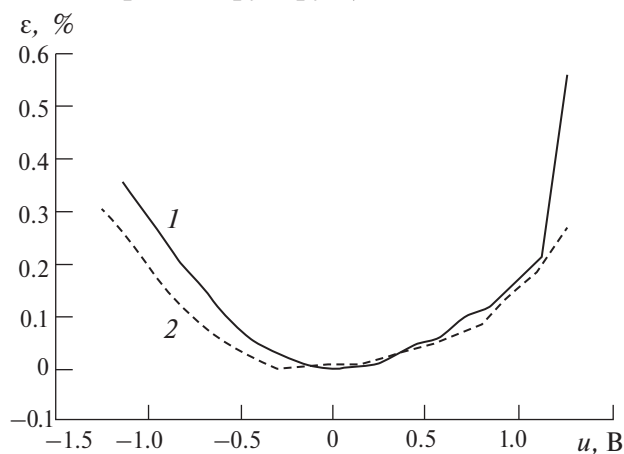


Рис. 1. Результаты измерения статической нелинейности устройств регистрации: кривая 1 – осциллограф Keysight MXR 604 A, кривая 2 – осциллограф Siglent SDS7404 A

Конечно, на рис. 1 непосредственно представлена только статическая нелинейность осциллографов, динамический компонент нелинейности непосредственно не виден. Однако приведенная структура искажений указывает на то, что входные аналоговые каскады данных осциллографов выполнены как однотактные (или сильно ассиметричные). Поэтому и для динамической нелинейности стоит ожидать преимущество компонента второго порядка.

Выбор одинаковых форм и амплитуд тестовых сигналов позволяет применить еще один полезный прием при обработке результатов измерения. Линейный прогноз отклика объекта $u_0(t)$ можно вычислять не для тестового сигнала $x_1(t)$ (или $x_2(t)$), а для сигнала $x_0(t)$, форма которого определяется как средняя между $x_1(t)$ и $-x_2(t)$ [14]. В результате формула (2) приобретает симметричный вид:

$$\varepsilon(t) = u_1(t) * F^{-1} \left[X_0(\omega) / X_1(\omega) \right] - u_2(t) * F^{-1} \left[X_0(\omega) / X_2(\omega) \right]. \quad (3)$$

Смысл такой модификации формулы (2) состоит в том, чтобы минимизировать трансформирующее действие корректирующих функций на отклики объекта. Действительно, в формуле (3) корректирующим функциям требуется преобразовать не один отклик в другой, а только лишь в средний между откликами сигнал. Такая минимизация полезна в связи с тем, что данная задача коррекции формы сигнала относится к некорректным обратным задачам. Для таких приемов обработки характерно то, что результат обработки более чувствителен к шумам и систематическим погрешностям измерений, чем исходные сигналы.

Для дополнительной регуляризации определения $\varepsilon(t)$, так же как и в работе [16], осуществляется фильтрация сигнала $\varepsilon(t)$ (или его слагаемых по формуле (3)) с помощью фильтра нижних частот Гаусса, поскольку некорректность обработки сигналов по формуле (3) проявляется, в основном, на верхних частотах (при делении на малые по амплитуде составляющие в спектрах $X_{1,2}(\omega)$).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ТЕСТОВЫЕ СИГНАЛЫ

На рис. 2 представлена структурная схема экспериментальной установки, реализующей метод измерения, изложенный в предыдущем

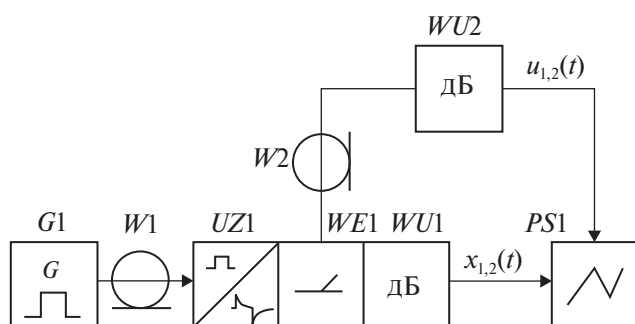


Рис. 2. Структурная схема установки для измерения нелинейных искажений СШП-сигналов: $G1$ – генератор запускающих импульсов, $UZ1$ – двухтактный формирователь фронтов импульса, $WE1$ – разветвитель сигнала, $WU1$, $WU2$ – аттенюаторы, $PS1$ – объект измерения – устройство оцифровки, $W1$, $W2$ – коаксиальные волноводы

разделе. Для формирования тестовых сигналов противоположных полярностей используется двухтактный формирователь импульсов $UZ1$, подробно описанный в работе [17]. Для наблюдения динамической нелинейности объекта измерения в полном объеме нужно, чтобы длительность фронта тестового сигнала была, по крайней мере, в 3–5 раз меньше длительности фронта ПХ объекта измерения. Современные СВЧ-осциллографы имеют длительность фронта ПХ 70–100 пс, откуда получаем, что длительность фронта тестового сигнала должна быть около 20 пс или менее. На данный момент таких реализаций двухтактных формирователей импульсов не предложено. Длительность фронта сигнала на выходе используемого формирователя составляет 210–250 пс (для импульсов разных полярностей) по уровням 20–80 % от амплитуды. При интерпретации результатов

измерений нужно учитывать, что нелинейность динамического переходного процесса не будет достигать предельно возможных для данного объекта измерения величин, поскольку длительности фронтов импульсов превышают длительности переходных процессов, взятых в качестве примеров устройств оцифровки.

Для работы формирователя импульсов на его вход необходимо подавать сигнал в форме меандра от генератора $G1$. Мы использовали генератор сигналов произвольной формы Siglent SDG7102 A, имеющий время нарастания выходного напряжения 2.4 нс при амплитуде меандра 12 В. При таких параметрах задающего генератора амплитуда сигнала на выходе формирователя импульсов составляет 13.1 В.

Сигналы на выходе формирователя импульсов имеют форму, близкую к ступенчатой (рис. 3), что обеспечивает раздельное наблюдение статических и динамических нелинейных искажений в объекте измерения. В используемом диапазоне наблюдения 4 нс от начала фронта тестового сигнала неравномерность плоской вершины импульса не превышает 5.5 %.

Для формирования пар сигналов разных амплитуд, которые затем подаются на два канала регистрирующего устройства, используется ответвитель $WE1$, в котором к проходящему коаксиальному волноводу присоединен включенный на проход резистор сопротивлением 470 Ом. Таким образом, на основной выход ответвителя сигнал от формирователя импульсов подается практически без ослабления, а на ответвляющий выход – с ослаблением в 10.4 раза. Затем аттенюаторы $WU1$ и $WU2$ окончательно формируют нужные амплитуды сигналов соответ-

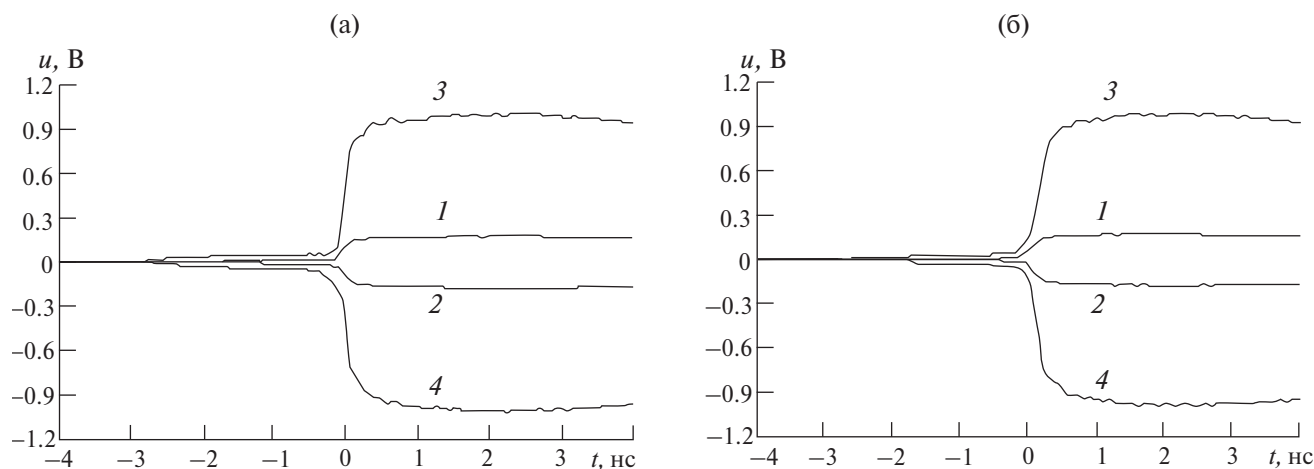


Рис. 3. Формы тестовых сигналов (кривые 1 и 2) и откликов регистрирующего устройства (кривые 3 и 4): а – для осциллографа Keysight MXR 604 A, б – для Siglent SDS7404 A

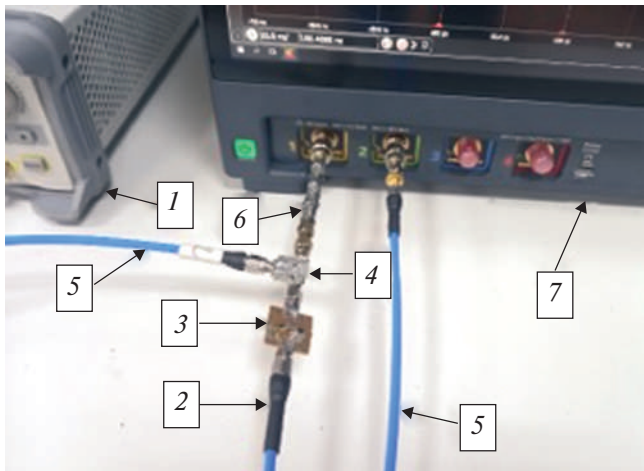


Рис. 4. Фотография установки измерения нелинейных искажений СШП-сигналов осциллографом: 1 – генератор запускающих импульсов, 2 – коаксиальный волновод от генератора запускающих импульсов, 3 – двухтактный формирователь фронтов импульса, 4 – узел формирования “малого” и “большого” сигналов одинаковой формы (ответвитель), 5 – коаксиальный волновод для регистрации тестовых сигналов, 6 – аттенюаторы, 7 – исследуемое устройство оцифровки

ственно $x_{1,2}(t)$ и $u_{1,2}(t)$ на входе регистрирующего устройства. Амплитуду импульсов $x_{1,2}(t)$ следует выбирать меньше амплитуды импульсов $u_{1,2}(t)$. Это нужно для того, чтобы нелинейные искажения тестовых сигналов $x_{1,2}(t)$ были меньше, чем искажения откликов $u_{1,2}(t)$. Это позволит ассоциировать результат измерения нелинейных искажений только с сигналами определенной амплитуды. Мы выбрали исследуемый диапазон оцифровки регистрирующего устройства ± 1.2 В (оба канала устройства оцифровки должны про-

водить измерения в режиме одинаковой вертикальной развертки). Амплитуды сигналов $x_{1,2}(t)$ и $u_{1,2}(t)$ составляют ± 0.18 мВ и ± 1.0 В соответственно. При этом неравномерность плоской вершины импульсов не превышает 7 % на интервале 4 нс от их начала.

Установка с обозначением основных составных частей приведена на рис. 4.

4. ПРИМЕР АНАЛИЗИРУЕМЫХ УСТРОЙСТВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Выберем в качестве примера типичные устройства оцифровки СВЧ-диапазона – осциллографы Keysight MXR604 A и Siglent SDS7404 A. По заявлениям производителя, осциллограф Keysight MXR604 A имеет верхнюю граничную частоту 6 ГГц, длительность фронта переходной характеристики не более 52 пс по уровням 20–80 %, а осциллограф Siglent SDS7404 A, имея верхнюю граничную частоту 4 ГГц, обладает длительностью фронта переходной характеристики не более 120 пс.

Результаты измерения полных (статических и динамических) нелинейных искажений ступенчатых сигналов осциллографами Keysight MXR604 A и Siglent SDS7404 A показаны на рис. 5а и 5б соответственно (кривая 1). При обработке сигналов использовалась постоянная времени фильтра Гаусса, равная 100 пс для осциллографа Keysight MXR604 A и 140 пс для Siglent SDS7404 A. Такие значения постоянных времени выбраны, исходя из компромиссных соображений. Их увеличение приводит к увеличению

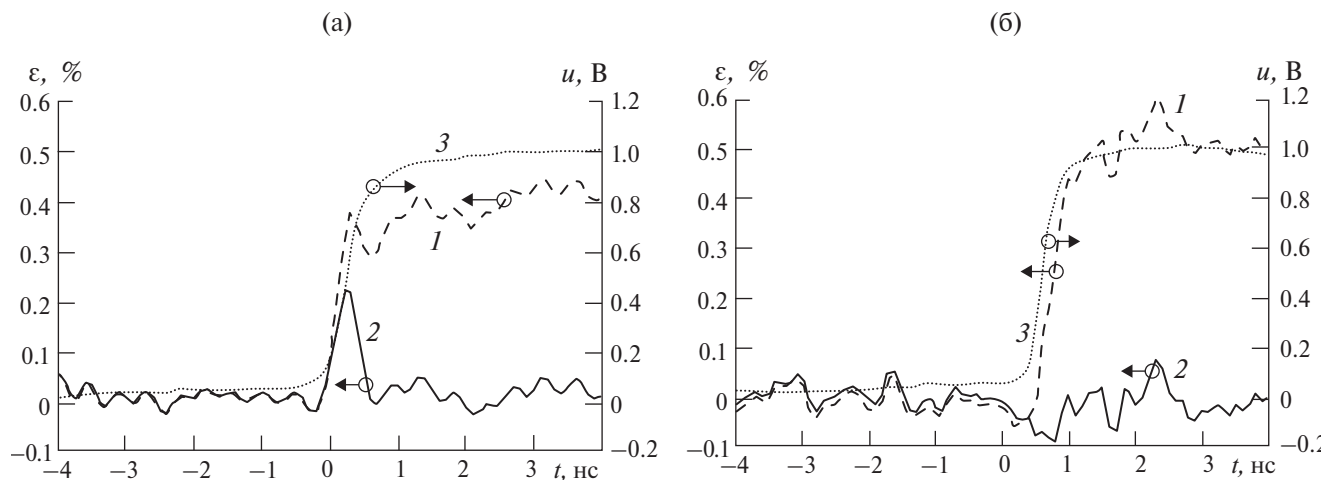


Рис. 5. Нелинейные искажения сигналов: а – для осциллографа Keysight MXR 604 A, б – для Siglent SDS7404 A. Кривые 1 – общие, кривые 2 – динамическая составляющая, кривыми 3 представлена форма отклика $u(t)$ исследуемых приборов на положительный тест

искажений формы $\varepsilon(t)$, а уменьшение — к увеличению шумов и помех в сигнале $\varepsilon(t)$. Максимальные нелинейные искажения наблюдаются на плоских вершинах импульсов и составляют для осциллографа Keysight MXR604 А 0.39 %, а для осциллографа Siglent SDS7404 А 0.48 % от амплитуды зарегистрированных сигналов для диапазона оцифровки 2.4 В (по размаху).

5. МЕТОДИКА РАЗДЕЛЕНИЯ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ В РЕЗУЛЬТАТАХ ИЗМЕРЕНИЯ

Если анализировать сигнал нелинейных искажений только визуально, то может сложиться впечатление, что нелинейные искажения имеют исключительно статический характер. Действительно, внешне кривые отклика объекта и его нелинейных искажений мало различаются по форме. Такой результат измерений имеет малую практическую ценность, поскольку статическая амплитудная характеристика объекта измерения легко измеряется вплоть до величин нелинейности порядка сотых долей процента [13].

Однако внимательный анализ показывает, что, например, для осциллографа Keysight MXR604 А крутизна фронта сигнала нелинейных искажений больше, чем крутизна фронта зарегистрированных сигналов. Отсюда следует, что на фронте регистрируемых сигналов добавляется динамическая компонента нелинейных искажений $\varepsilon_d(t)$. Ее можно выделить, если рассчитать статическую компоненту нелинейных искажений $\varepsilon_c(t)$:

$$\varepsilon_d(t) = \varepsilon(t) - \varepsilon_c(t). \quad (4)$$

Как уже говорилось, статическую нелинейность объекта легко измерить, если подавать относительно низкочастотный сигнал (например, ступенчато нарастающий) от низкочастотного генератора с весьма малыми нелинейными искажениями (технически реально менее 0.001 %) [18]. Результат таких измерений приведен на рис. 1: кривая 1 для осциллографа Keysight MXR604 А и кривая 2 для осциллографа Siglent SDS7404 А. Результаты измерения исходно представляют собой таблично определенную функцию, интерполяция которой $E_c[x]$ (где x — напряжение на входе объекта) позволяет рассчитать статическую компоненту нелинейных искажений для любого значения входного напряжения:

$\varepsilon_c(t) = E_c[x(t)]$. Затем по формуле (4) рассчитываем динамические нелинейные искажения.

Результат расчета динамических нелинейных искажений для осциллографов Keysight MXR604 А и Siglent SDS7404 А приведен на рис. 5а и 5б соответственно (кривая 2). В относительном выражении динамические нелинейные искажения для осциллографа Keysight MXR604 А положительны и составляют 0.22 %, а для осциллографа Siglent SDS7404 А отрицательны и не превышают 0.1 %. Напомним, что длительность фронтов тестового сигнала составляет 210–250 пс, что примерно втрое больше, чем длительность фронта ПХ осциллографа Keysight MXR604 А, и вдвое больше длительности фронта ПХ осциллографа Siglent SDS7404 А. Поскольку физическим фактором, вызывающим динамическую нелинейность, объективно являются нелинейные емкости полупроводниковых приборов, можно полагать, что увеличение скорости нарастания входного сигнала вызовет примерно пропорциональное увеличение динамических нелинейных искажений. Для Keysight MXR604 А их можно ожидать до величины около 0.6 %, для Siglent SDS7404 А — не более 0.2 %.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрен разностный метод измерения нелинейных искажений пикосекундных сигналов в устройствах оцифровки, который не требует, чтобы тестовые сигналы были строго одинаковыми по форме. Тестовые сигналы регистрируются тем же устройством оцифровки, нелинейные искажения которого измеряются. Это позволяет не предъявлять требований к искажениям сигналов в устройстве их генерации.

В нашем исследовании тестовые сигналы выбираются близкими по форме и имеющими разные полярности. Выбор тестовых сигналов разными полярностями упрощает генерацию сигналов в связи с тем, что статическая нелинейность регистрирующего устройства имеет квадратичный вид. Поэтому нелинейные искажения от различных откликов не компенсируют друг друга.

С использованием этого метода проведены сравнительные измерения нелинейных искажений сверхширокополосных сигналов с длительностью фронта около 210–250 пс СВЧ-устройствами оцифровки с длительностью переходной характеристики порядка 100 пс. Показано, что наблюдению доступны нелинейные искажения

величиной от 0.1 % (она определяется собственными шумами используемого устройства оцифровки и количеством усредняемых наблюдений). Вносимые современными устройствами оцифровки нелинейные искажения пикосекундных сигналов составляют не менее 0.4–0.5 %.

Изложена методика, в которой статическая нелинейность устройства измеряется отдельно и затем исключается из результатов измерений. В результате остаются только динамические нелинейные искажения (нелинейная зависимость формы и крутизны переходного процесса от амплитуды сигнала). Из представленных результатов можно видеть, что полярность динамических нелинейных искажений может как совпадать с полярностью общих нелинейных искажений, так и быть противоположной.

По результатам измерений получено, что динамические нелинейные искажения для рассмотренных устройств лежат в диапазоне 0.1–0.2 %, однако крутизна фронта использованного импульсного сигнала не позволяет наблюдать динамическую нелинейность объекта измерения максимальной величины. Оценочно мы полагаем, что максимальные величины динамических нелинейных искажений в выбранных объектах измерения могут достигать величин 0.2–0.6 %. Таким образом заключаем, что динамическая нелинейность устройств оцифровки СВЧ-диапазона сопоставима со статической, но может быть как меньше, так и больше последней.

Результаты измерения нелинейных искажений сигналов в устройствах их оцифровки могут быть использованы как для оценки пороговой чувствительности нелинейных радиоизмерительных систем, так и для коррекции этих нелинейных искажений. Поскольку коррекция статической нелинейности устройства является тривиальной задачей, особенное значение имеют результаты измерения динамических нелинейных искажений. С помощью таких измерений можно синтезировать модель нелинейно-инерционных искажений сигналов в устройстве и затем компенсировать их посредством обращения этой модели [19].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FWRM-2024-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Назаров М.А., Семенов Э.В. Поведенческие модели сверхширокополосных устройств и их характеристика. Томск: Изд. Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники, 2023.
2. Авдеев В.Б., Бердышев А.В., Панычев С.Н. Телекоммуникации. 2006. № 8. С. 23. <https://elibrary.ru/item.asp?id=12806047>
3. Лощилев А.Г. Доклады ТУСУРа. 2013. № 4(30). С. 31. <https://elibrary.ru/item.asp?id=21210615>
4. Якубов В.П., Шипилов С.Э., Сатаров Р.Н., Юрченко А.В. ЖТФ. 2015. Т. 85. № 3. С. 122. <https://elibrary.ru/item.asp?id=24196001>
5. Симонов А.В. РФ. Патент 2253878, 2005.
6. Якубов В.П., Шипилов С.Э., Суханов Д.Я. РФ. Патент 2516436, 2004.
7. Артюхов С.А., Семенов Э.В. Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 9. С. 60. <https://elibrary.ru/item.asp?id=20397729>
8. Штейншлейгер В.Б. УФН. 1984. Т. 142. № 1. С. 131. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0142.198401e.0131>
9. Bryant P.H. US Patent 7230970, 2007.
10. Усыченко В.Г., Сорокин Л.Н., Усыченко А.С. Радиотехника и электроника. 2020. Т. 65. № 12. С. 1234. <https://doi.org/10.31857/S0033849420110170>
11. Семенов Э.В., Семенов А.В. Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. № 4. С. 480. <https://elibrary.ru/item.asp?id=9534720>
12. Семенов Э.В. Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2022. Т. 25. № 2. С. 29. <https://doi.org/10.32603/1993-8985-2022-25-2-29-39>
13. Singleton H.E. Theory of nonlinear transducers. Res. Lab. Electron., Massachusetts Inst. Technol. Cambridge, MA, USA, 1950. <http://hdl.handle.net/1721.1/4896>
14. Назаров М.А., Семенов Э.В. Материалы XIV Всероссийской науч.-практ. конф. “Метрология в радиоэлектронике”. Нижний Новгород, 2025. С. 271.
15. Семенов Э.В., Малютин Н.Д., Лощилев А.Г. Материалы II научно-технической конференции “Обмен опытом в области создания сверхширокополосных радиоэлектронных систем”. Омск, 2008. С. 174.
16. Семенов Э.В., Назаров М.А., Фатеев А.В., Полторыхин К.М., Березин А.А., Поздняков В.С. ПТЭ. 2024. № 4. С. 115. <https://elibrary.ru/item.asp?id=80253644>
17. Березин А.А. Материалы 32 Международной науч.-тех. конф. “СВЧ техника и телекоммуникационные технологии”. Севастополь, 2022. С. 247.
18. Назаров М.А., Семенов Э.В. Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2022. Т. 25. № 4. С. 110. <https://doi.org/10.21293/1818-0442-2022-25-4-110-114>
19. Семенов Э.В., Назаров М.А. Материалы 35 Межд. науч.-тех. конф. “СВЧ техника и телекоммуникационные технологии”. Севастополь, 2025. С. 212.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 535.14

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ РАБОТЫ ЛАВИННОГО ФОТОДИОДА НА ЕГО ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРИ РАБОТЕ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ

© 2026 г. А. А. Анисимов, А. А. Белов, А. С. Козлов, П. А. Кринский,
А. В. Медведев, А. В. Петров, С. В. Розов, Н. А. Ушаков*

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
Российская Федерация, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*

** E-mail: n.ushakoff@spbstu.ru*

Поступила в редакцию 13.10.2025

После доработки 18.12.2025

Принята к публикации 12.01.2026

Представлены результаты измерения частоты темновых отсчетов и вероятности послелавинного детектирования детектора одиночных фотонов, использующего лавинные фотодиоды производства компаний Wooriro и RMY Electronics. Исследовался режим работы лавинных фотодиодов при охлаждении вплоть до температур до -80°C . За счет этого с обоими диодами были достигнуты частоты темновых отсчетов на уровне единиц герц при работе в непрерывном режиме с квантовой эффективностью 10 %, экспериментально показано, что диод производства RMY Electronics обеспечивает меньшую вероятность послелавинных срабатываний при прочих равных условиях, чем Wooriro.

DOI: 10.7868/S3034564226020104

1. ВВЕДЕНИЕ

Системы квантового распределения ключа (КРК) на сегодняшний день представляют наиболее надежный способ формирования секретных ключей, используемых для шифрования информации в системах криптографии с закрытым ключом. В основе принципа работы КРК-систем лежат генерация случайных квантовых состояний одним из участников коммуникации и их последующее измерение вторым участником. Наиболее распространенным примером квантовых состояний, используемых в КРК-системах, являются одиночные фотоны, получаемые как сильно ослабленное лазерное излучение.

Фундаментальное ограничение скорости генерации ключа зависит от затухания в квантовом канале, а также таких параметров детекторов одиночных фотонов, как частота темновых отсчетов f_D , вероятность послелавинных срабатываний P_{AP} , мертвое время τ_D и квантовая эффективность Q [1, 2]. Затухание в линии

определяется прежде всего длиной оптического волокна, по которому распространяются квантовые состояния, используемые для генерации ключа, в то время как характеристики детектора могут быть оптимизированы. Хотя наилучшие показатели квантовой эффективности на уровне 94–95 % на настоящий момент достигаются для детекторов одиночных фотонов на основе сверхпроводников [3, 4], применение таких детекторов в практических системах квантового распределения ключа сопряжено со значительными трудностями из-за необходимости использования сложного криогенного оборудования. Поэтому на настоящий момент детекторы одиночных фотонов на сверхпроводниках используются в основном в исследовательских работах для демонстрации работы систем квантового распределения ключа на рекордных расстояниях [5–8].

При построении магистральных систем КРК с расстояниями между передатчиком и приемником более 100 км интенсивность потока фотонов, доходящих до приемника, настолько мала,

что она позволяет установить достаточно большое мертвое время (до 100 мкс), обеспечивая при этом низкую вероятность пропуска фотонов во время неактивного состояния детектора. Например, для частоты передаваемых квантовых состояний 1 МГц и затухания в линии 20 дБ наибольшая достижимая скорость счета фотонов идеальным детектором составляет 10 кГц, что допускает время релаксации, равное 100 мкс, и минимальную вероятность пропуска фотонов. При таких значениях мертвого времени вероятность послелавинных срабатываний существенно снижается, и основным источником ложных отсчетов в таких системах КРК являются темновые отсчеты детекторов одиночных фотонов. Поскольку частота темновых отсчетов снижается со снижением температуры диода, минимальное значение числа ложных срабатываний достигается при минимальной температуре ЛФД, однако при снижении температуры ЛФД растет время рассасывания ловушек носителей заряда, что приводит к возрастанию вероятности послелавинных срабатываний [9–12]. Кроме того, при реализации протяженных систем КРК оказывается затруднительным точно предсказать время прихода фотона, из-за чего предназначенные для работы в составе таких систем детекторы одиночных фотонов должны предусматривать возможность работы в непрерывном режиме.

С помощью термоэлектрических модулей на элементах Пельтье возможно охлаждение корпусированных ЛФД до температур порядка -70°C [13, 14], если ЛФД находится при атмосферном давлении, и до -80°C в вакууме [15]. Для дальнейшего охлаждения ЛФД применяются микрокриогенные системы, работающие на обратном цикле Стирлинга, позволяющие охладить ЛФД до температуры ниже -115°C даже при атмосферном давлении [9, 16]. Другой сложностью разработки детекторов оди-

ночных фотонов, работающих в таком режиме, является то, что ЛФД функционируют в недокументируемых условиях — обычно производителями предоставляются характеристики ЛФД для температур до -40°C . В настоящей работе при различных температурах, напряжениях смещения (квантовых эффективностях) и мертвом времени будут экспериментально исследованы характеристики детектора одиночных фотонов, в котором использованы ЛФД, охлаждаемые при помощи компактной микрокриогенной системы. Для проведения всесторонних измерений диапазон рабочих температур ЛФД выбран от -60 до -115°C .

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПОНЕНТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Был проведен тепловой расчет для подтверждения возможности применения выбранной микрокриогенной системы для охлаждения ЛФД до температуры -115°C . Расчет проводили с помощью ПО SolidWorks, модуль дополнения Simulation.

Для выполнения расчетов предварительно была построена трехмерная модель ЛФД, микрокриогенной системы и герметичного корпуса. Каждому объекту был присвоен материал со своим значением теплопроводности (табл. 1). Часть охлаждающей установки, находящаяся в корпусе, состоит из холодного цилиндра и переходного фланца, к которому крепится ЛФД. Алюминиевый корпус установки имеет внутренние размеры $86 \times 60 \times 33 \text{ мм}^3$.

Температура поверхности корпуса задавалась равной 25°C . В ходе моделирования рассматриваются два случая. Первый случай — откачка воздуха из охлаждаемого объема корпуса для уменьшения теплопередачи от внутренних поверхностей корпуса к ЛФД. Второй случай —

Таблица 1. Перечень материалов и их теплопроводность

Компонент	Материал	Значение теплопроводности, Вт/(м·°C)
Корпус	Алюминий	203
Переходный фланец	Алюминий	203
Цилиндр машины Стирлинга	Латунь	244
Пластина крепления ЛФД к фланцу (включая крепеж)	Оцинкованная сталь	58
Корпус ЛФД (в области контактов)	Алюминий	203
Корпус ЛДФ (в области световода)	Резина	0.8

естественный обмен тепла через воздух между ЛФД и корпусом.

Для получения корректных результатов помимо температуры задавались конвекция и излучение. Коэффициент конвективной теплоотдачи для обработанного алюминия составляет $23 \text{ Вт/м}^2 \cdot ^\circ\text{С}$. Коэффициент теплового излучения алюминия равен 0.1. В местах соприкосновения ЛФД и холодильной установки выбирается также параметр “тепловое сопротивление”. Отвод тепла от ЛФД учитывался путем задания теплового потока через контактную поверхность охлаждающей системы. В ходе расчета определялось значение теплового потока, обеспечивающее требуемую наименьшую температуру на ЛФД (-115°С).

По результатам моделирования для случая без откачки воздуха из корпуса значение теплового потока, обеспечивающее температуру ЛФД, равную -115°С , составило 210 мВт. Распределение температуры в данном случае представлено на рис. 1. Из распределения температуры видно, что при данном тепловом потоке ЛФД имеет температуру, равную -115°С .

Для второго случая с откачкой воздуха из охлаждаемого объема необходимо исключить из расчета конвекцию, оставив только излучение. В качестве заполняемого объема внутри корпуса принимается вакуум. По результатам моделирования для случая откачки воздуха из объема значение теплового потока, обеспе-

чивающее температуру корпуса ЛФД, равную -115°С , составило 165 мВт. Распределение температуры внутри корпуса ЛФД в данном случае не учитывалось. Проведенный расчет показал, что необходимый для обеспечения требуемой температуры ЛФД тепловой поток составляет 210 мВт для случая без откачки воздуха из корпуса и 165 мВт при откачке воздуха из корпуса.

Выбранная микрокриогенная система “Астрон МКС-500” обеспечивает отведение теплового потока до 500 мВт, что удовлетворяет данным требованиям по холодопроизводительности.

3. ОПИСАНИЕ РЕАЛИЗОВАННОГО ДЕТЕКТОРА ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ И МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ЕГО ХАРАКТЕРИСТИК

Реализованный детектор одиночных фотонов состоит из следующих компонентов: герметичного корпуса, системы охлаждения A_3 , источников питания A_2 , A_6 , формирователя импульсов A_1 и платы управления A_5 . Все элементы размещены на металлической пластине. Функциональная схема детектора фотонов изображена на рис. 2.

Схема работает следующим образом. На ЛФД подается напряжение, превышающее напряжение пробоя. После поглощения фотона возникает лавинный пробой, который вызывает падение напряжения на нагрузочном резисторе. Этот

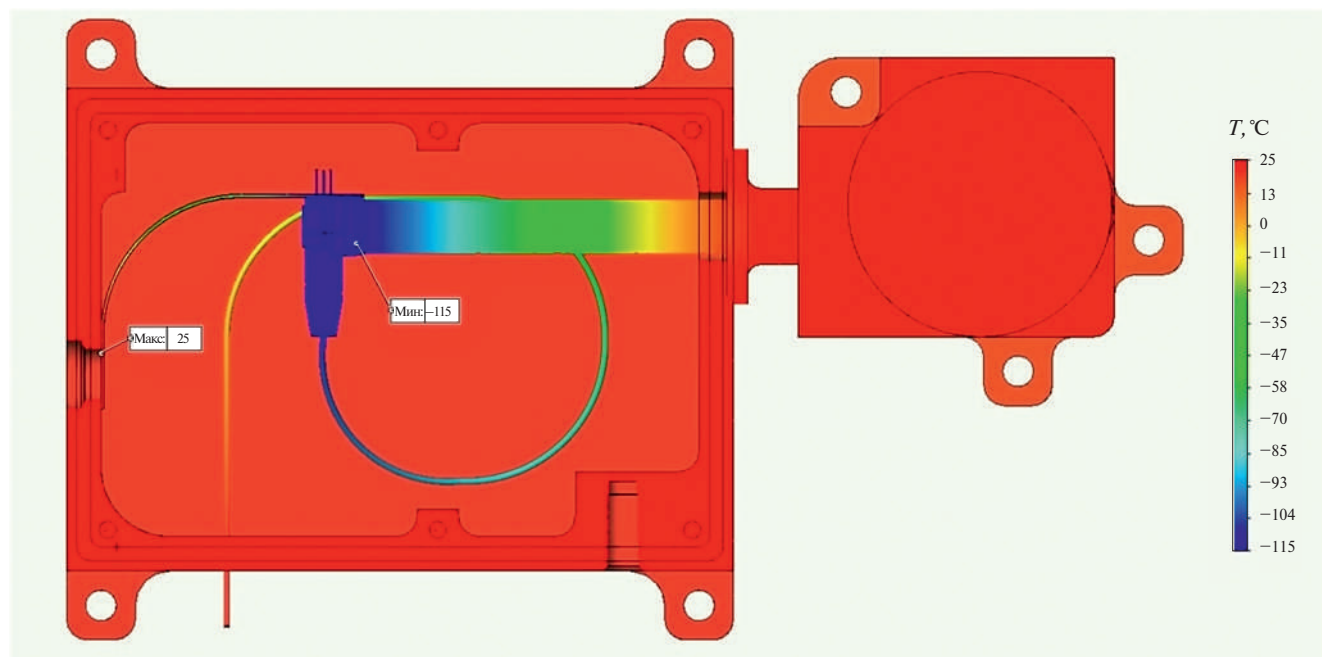


Рис. 1. Распределение температуры внутри корпуса без откачки воздуха

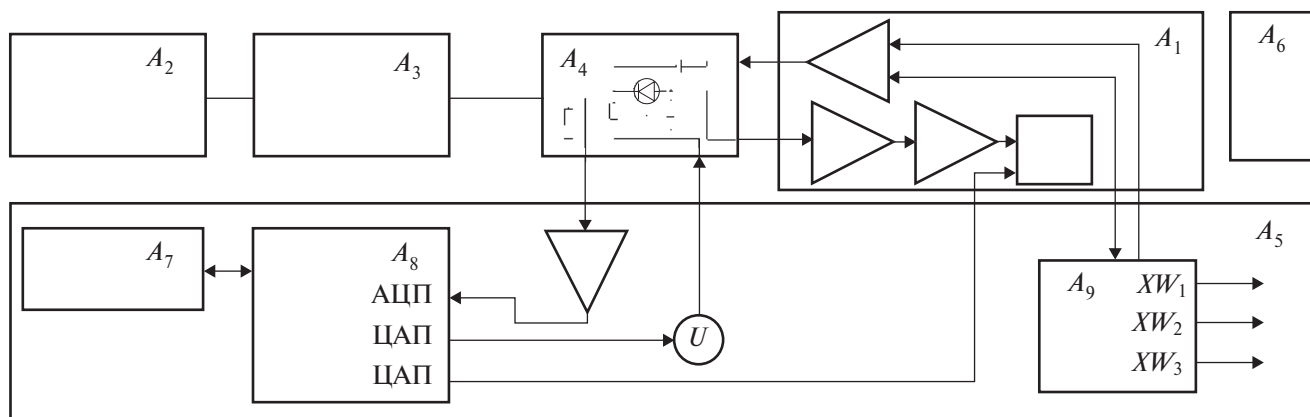


Рис. 2. Функциональная схема детектора фотонов: A_1 — плата формирователя импульсов, A_2 — источник питания 24 В, A_3 — микрокриогенная система “Астрон МКС-500”, A_4 — плата интерфейса, A_5 — плата питания и управления, A_6 — источник питания 12 В, A_7 — интерфейс USB, A_8 — микроконтроллер, A_9 — программируемая логическая интегральная схема

сигнал поступает на двухкаскадный усилитель и далее — на быстродействующий компаратор. К выходу компаратора подключена ключевая схема, обеспечивающая подавление лавины за счет снижения напряжения смещения на ЛФД. Цепь обратной связи в схеме компаратора обеспечивает длительность импульса подавления около 50 нс. Далее с программируемой логической интегральной схемой (ПЛИС) A_9 поступает импульс, удерживающий напряжение на ЛФД ниже напряжения пробоя в течение времени релаксации. Линии связи с ЛФД выполнены в виде микрополосковых линий с волновым сопротивлением 50 Ом.

Напряжение смещения ЛФД формируется преобразователем, который управляется выходным напряжением первого цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) контроллера A_8 . Значение напряжения устанавливается, исходя из температуры (так как напряжение пробоя уменьшается с уменьшением температуры) и заданной квантовой эффективности. Температура ЛФД определяется измерительным преобразователем с датчиком Pt1000 и оцифровывается аналогово-цифровым преобразователем (АЦП) микроконтроллера. На вход другого АЦП подается напряжение, пропорциональное среднему току через ЛФД, для контроля режима его работы.

Для корректного измерения характеристик детектора одиночных фотонов был проведен комплексный анализ процесса формирования отсчетов. При наличии полезного светового сигнала на входе детектора срабатывания происходят за счет следующих механизмов:

— целевые срабатывания при поглощении ЛФД фотонов (с вероятностью срабатывания на

каждый фотон, равной квантовой эффективности детектора);

— темновые срабатывания, происходящие за счет внутренних тепловых флуктуаций в ЛФД;

— послелавинные срабатывания (вызываемые как целевыми, так и темновыми срабатываниями).

Для упрощения методик измерения характеристик детектора одиночных фотонов можно принять во внимание следующий ряд соотношений. Как было отмечено выше, при увеличении мертвого времени более эффективно происходит рассасывание свободных носителей заряда, в результате чего послелавинные срабатывания вносят меньший вклад. В этой связи для измерения частоты темновых срабатываний был выбран режим работы с настолько большим мертвым временем, что послелавинные срабатывания не вносили заметного вклада в общее количество отсчетов. В отсутствие во время таких измерений детектируемых фотонов темновые срабатывания будут единственным вкладом в наблюдаемую последовательность отсчетов.

Таким образом, при отсутствии детектируемых фотонов влияние вероятности послелавинных срабатываний на частоту отсчетов f можно описать следующей формулой:

$$f = \frac{N}{T} \approx f_D \frac{1}{1 - P_{AP}}, \quad (1)$$

где N — общее количество отсчетов, T — время, в течение которого проводятся измерения, а дробь, включающая вероятность послелавинных срабатываний P_{AP} , отражает тот факт, что послелавинные срабатывания могут вызываться и предыдущими послелавинными срабатываниями, причем многократно. Знак примерного

равенства использован по той причине, что с ростом количества срабатываний уменьшается суммарное время, которое детектор находится в активном состоянии, из-за его отключения на интервал, равный мертвому времени, после каждого зарегистрированного отсчета. Однако при низкой частоте темновых отсчетов и малой вероятности послелавинных срабатываний суммарное мертвое время, равное $N\tau_D$, окажется пренебрежимо малым по сравнению с общим временем измерений. Так, при относительно высоких значениях частоты темновых срабатываний $f_D = 100$ Гц, вероятности послелавинных срабатываний $P_{AP} = 10\%$ и мертвого времени $\tau_D = 100$ мкс — суммарное время, в течение которого детектор окажется неактивен, будет чуть более 1 % от общего времени измерения. Формула (1) может использоваться и для обратной задачи — оценки вероятности послелавинных срабатываний по измеренным значениям частоты срабатываний, тогда эту формулу можно переписать в следующем виде:

$$P_{AP} = 1 - \frac{f_D}{f}. \quad (2)$$

При этом время измерений T необходимо выбирать таким образом, чтобы погрешность измерения, вызванная случайным характером наблюдаемых срабатываний, не превышала заданную величину. Поскольку наблюдаемые случайные величины подчиняются распределению Пуассона, с учетом свойств этого распределения (дисперсия равна среднему значению) для достижения случайной ошибки $\delta N = 1\%$ необходимо провести оценку по 10 000 и более срабатываниям детектора одиночных фотонов.

Для оценки квантовой эффективности на детектор одиночных фотонов необходимо подать световой сигнал низкой интенсивности, который можно рассматривать как редкий поток независимых фотонов. При этом частота отсчетов f определяется как количество срабатываний детектора за единицу времени. С учетом определения квантовой эффективности как вероятности срабатывания детектора на одиночный фотон, она может быть оценена по формуле

$$Q \approx \frac{[f(1 - P_{AP}) - f_D]E}{P}, \quad (3)$$

где P — мощность светового излучения, подаваемого на детектор одиночных фотонов, P_{AP} и f_D — измеренные ранее вероятность послелавинных срабатываний и частота темновых сра-

батываний, E — средняя энергия подаваемых на детектор фотонов. В качестве оптического сигнала в данном случае может использоваться классический лазерный источник, ослабленный внешними аттенюаторами до мощности уровня —120 дБм, при этом среднее количество фотонов в световом потоке, приходящееся на интервал времени, равный мертвому времени детектора одиночных фотонов, будет менее 1.

Общий процесс измерения характеристик детектора одиночных фотонов можно описать следующим образом: вначале в отсутствие подаваемого на детектор одиночных фотонов оптического сигнала измеряется зависимость количества срабатываний от мертвого времени. В качестве оценки темновых срабатываний выбирается частота срабатываний детектора при максимальном значении мертвого времени при условии достижения насыщения зависимости $N(\tau_D)$. В качестве критерия насыщения зависимости может использоваться изменение количества отсчетов при удвоении мертвого времени не более, чем на ошибку измерений δN , вызванную случайностью срабатываний детектора. Для больших значений мертвого времени вероятность послелавинных срабатываний находится по формуле (2), поскольку для низкошумящего детектора одиночных фотонов с малым количеством темновых срабатываний частота темновых срабатываний не зависит от мертвого времени.

После этого на детектор одиночных фотонов подается непрерывный поток фотонов, ослабленный до средней интенсивности порядка 1 фотона в 100 мкс, проводятся измерения частоты срабатываний детектора, и по формуле (3) оценивается квантовая эффективность. Как и при оценке частоты темновых отсчетов и вероятности послелавинных срабатываний, время измерения необходимо выбирать таким образом, чтобы снизить случайную ошибку до требуемого уровня, принимая во внимание свойства распределения Пуассона.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ДЕТЕКТОРА ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ РАБОТЫ

С целью определения влияния режима работы ЛФД на характеристики использующего его детектора одиночных фотонов был проведен ряд экспериментальных исследований. В нашей

работе основное внимание было уделено темновым срабатываниям и послелавинным срабатываниям.

Для измерения частоты срабатываний детектора одиночных фотонов использовался частотомер ЧЗ-54, в качестве источника потока фотонов использовались лазерный источник FOD 2114 на длине волны 1550 нм и набор переменных и фиксированных аттенуаторов, обеспечивающий на входе детектора мощность светового излучения $P = -(117 \pm 1)$ дБм.

Сначала были сняты зависимости частоты отсчетов детектора одиночных фотонов при отсутствии поданного на вход оптического сигнала от величины мертвого времени для двух типов ЛФД – RMY Electronics PGA314-50 и Woorigo WPACPGMOSSNCNP – при квантовой эффективности 10 %. Считая вероятность послелавинных срабатываний близкой к нулю при значениях мертвого времени более 100 мкс, из частоты наблюдаемых отсчетов можно по формуле (2) вычислить вероятность послелавин-

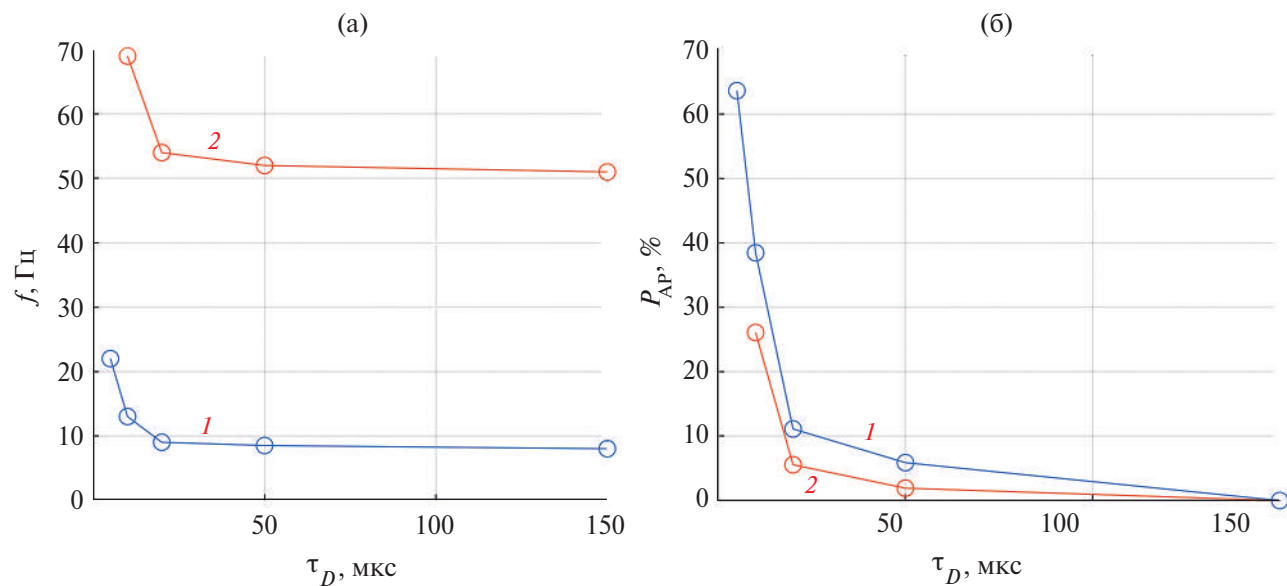


Рис. 3. Зависимость частоты темновых отсчетов (а) и вероятности послелавинных срабатываний (б) от величины мертвого времени при двух разных температурах и напряжениях смещения для ЛФД RMY Electronics PGA314-50: кривая 1 – $T = -81$ °C, $U_{bias} = -73.6$ В; кривая 2 – $T = -61$ °C, $U_{bias} = -71.3$ В

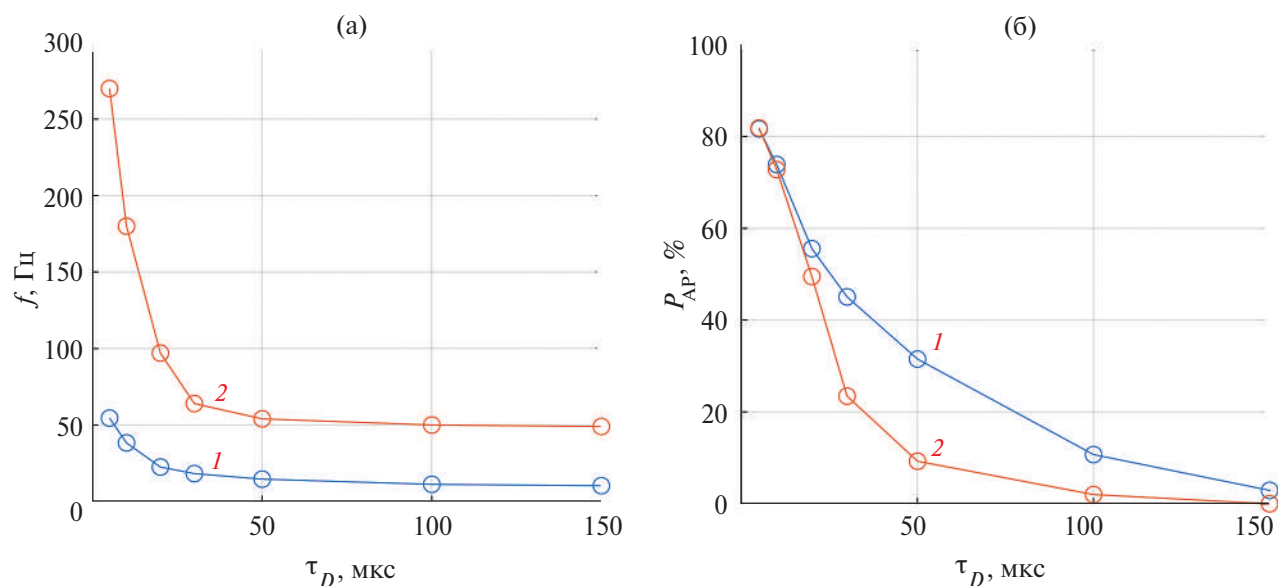


Рис. 4. Зависимость частоты темновых отсчетов (а) и вероятности послелавинных срабатываний (б) от величины мертвого времени при двух разных температурах и напряжениях смещения для ЛФД Woorigo WPACPGMOSSNCNP: кривая 1 – $T = -81$ °C, $U_{bias} = -60.3$ В; кривая 2 – $T = -65$ °C, $U_{bias} = -62.9$ В

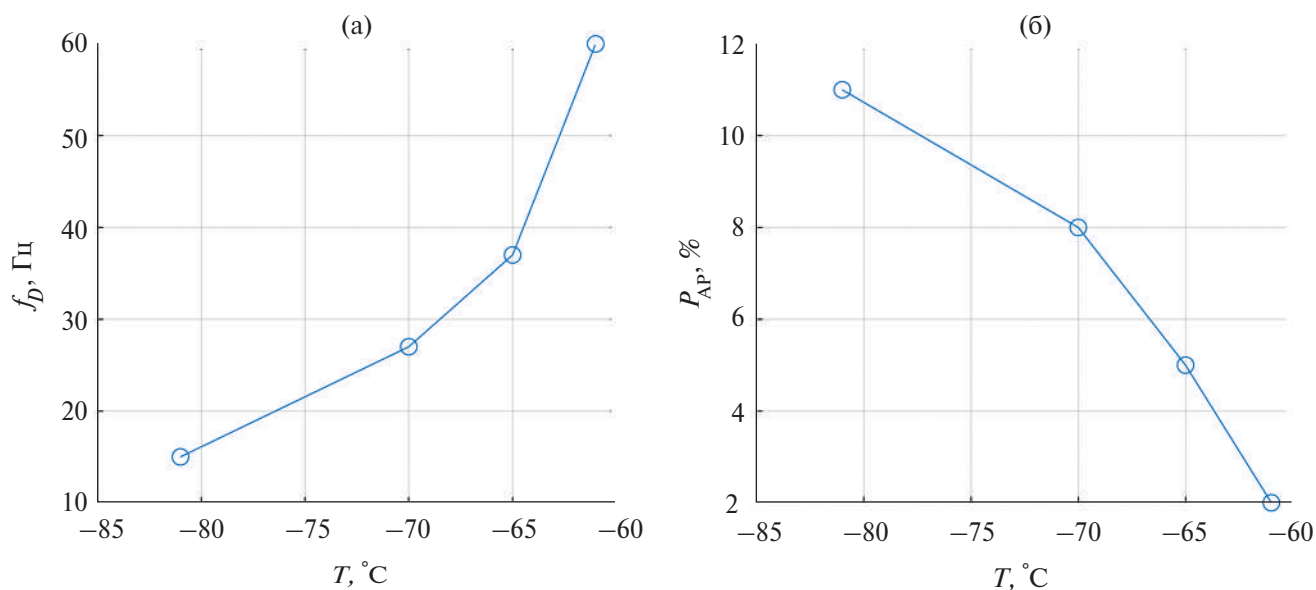


Рис. 5. Зависимость частоты темновых отсчетов (а) и вероятности послелавинных срабатываний (б) от температуры ЛФД RMY Electronics PGA314-50

ных срабатываний. Результаты измерений представлены на рис. 3, 4.

Приведенные ранее зависимости имеют ожидаемый характер, аналогичный характеру данных зависимостей для детекторов ID Quantique. Рост темновых отсчетов при уменьшении мертвого времени обусловлен увеличением вклада послелавинных срабатываний в регистрируемое частотомером количество срабатываний.

Видно, что для ЛФД Wooriro WPACPG-MOSSNCNP темновые отсчеты увеличиваются заметно сильнее, чем для RMY Electronics PGA314-50, из чего следует, что вероятность послелавинных срабатываний у Wooriro WPACPG-MOSSNCNP значительно больше. Поэтому

дальнейшие эксперименты проводились с ЛФД PGA314-50.

Были проведены замеры вероятности послелавинных срабатываний и частоты темновых отсчетов при квантовой эффективности 10 % и мертвом времени 20 мкс. Результаты приведены на рис. 5.

Для температуры -65°C была также измерена зависимость частоты темновых отсчетов от квантовой эффективности, приведенная на рис. 6.

Для всех установленных значений температуры реализуемая на практике величина квантовой эффективности определялась по формуле (3) из предыдущего раздела.

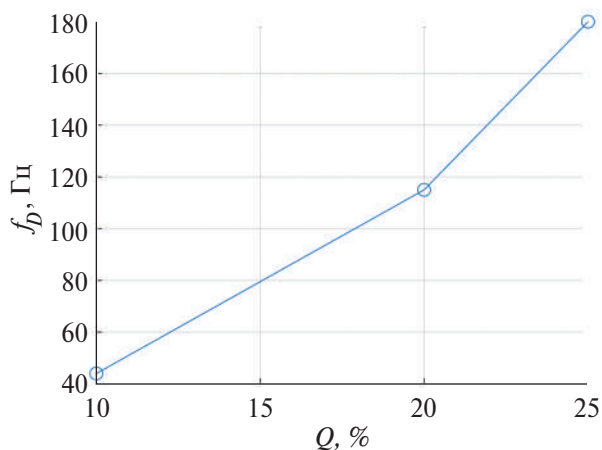


Рис. 6. Зависимость частоты темновых отсчетов от квантовой эффективности для ЛФД RMY Electronics PGA314-50 при температуре -65°C

5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты измерений шумовых параметров двух моделей лавинных фотодиодов, широко используемых на практике, работающих в составе детекторов одиночных фотонов. Особенностью работы является охлаждение ЛФД до низких температур, что обеспечивает низкую частоту темновых отсчетов, привлекательную для реализации низкошумящих детекторов одиночных фотонов. Полученные зависимости частоты темновых отсчетов и вероятности послелавинных срабатываний от температуры ЛФД, квантовой эффективности и мертвого времени могут быть использованы для

выбора оптимального режима работы детекторов одиночных фотонов. Экспериментально показано, что при прочих равных значениях параметров (мертвое время, квантовая эффективность, температура, частота темновых срабатываний) детектор RMY Electronics обеспечивает гораздо меньшую вероятность послелавинных срабатываний, что является важным качеством детектора одиночных фотонов. Достигнутые характеристики реализованного детектора одиночных фотонов, такие как частота темновых отсчетов на уровне 10 Гц при квантовой эффективности 10 %, позволят использовать результаты настоящей работы для создания детекторов одиночных фотонов для магистральных систем квантового распределения ключа.

Другим важным результатом работы является достижение частоты темновых отсчетов менее 50 Гц при относительно высокой температуре ЛФД (-65°C). Это открывает возможности реализации низкобюджетных детекторов одиночных фотонов со сниженным относительно стандартных уровнем темновых шумов за счет незначительного изменения охлаждающей части. Таким образом, выбор оптимальных ЛФД, их режима работы при температурах от -65 до -50°C и определение достижимых характеристик детекторов одиночных фотонов на их основе следует выделить как приоритетное направление развития.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследования проведены при финансовой поддержке ОАО «РЖД» в рамках договора № 1301/ОКЭ-ДКСС/22/1/1/.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pirandola S., Laurenza R., Ottaviani C., Banchi L. Nat. Commun. 2017. V. 8. P. 15043. <https://doi.org/10.1038/ncomms15043>
2. Li B.-H., Xie Y.-M., Li Z., Weng C.-X., Li C.-L., Yin H.-L., Chen Z.-B. Opt. Lett. 2021. V. 46. P. 5529. <https://doi.org/10.1364/OL.443099>
3. Smirnov K., Divochiy A., Vakhtomin Y., Morozov P., Zolotov P., Antipov A., Seleznev V. Sci. Technol. 2018. V. 31. P. 035011. <https://doi.org/10.1088/1361-6668/aaa7aa>
4. ID281 Superconducting Nanowire, ID Quantique (n.d.). <https://www.idquantique.com/quantum-detection-systems/products/id281-snsdpd-system/>
5. Yin J., Li Y.-H., Liao S.-K., et al. Nature. 2020. V. 582. P. 501. <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2401-y>
6. Wang S., Yin Z.-Q., He D.-Y. et al. Nat. Photonics. 2022. V. 16. P. 154. <https://doi.org/10.1038/s41566-021-00928-2>
7. Chen J.-P., Zhang C., Liu Y. et al. Nat. Photonics. 2021. V. 15. P. 570. <https://doi.org/10.1038/s41566-021-00828-5>
8. Boaron A., Boso G., Rusca D. et al. Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 190502. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1807.03222>
9. Korzh B., Walenta N., Lunghi T., Gisin N., Zbinden H. Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 081108. <https://doi.org/10.1063/1.4866582>
10. Korzh B., Lunghi T., Kuzmenko K., Boso G., Zbinden H.J. Mod. Opt. 2015. V. 62. P. 1151. <https://doi.org/10.1080/09500340.2015.1024294>
11. Korzh B., Lim C.C.W., Houlmann R. et al. Nat. Photonics 2015. V. 9. P. 163. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2014.327>
12. Amri E., Boso G., Korzh B., Zbinden H. Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 5728. <https://doi.org/10.1364/OL.41.005728>
13. Prochazka I. Appl. Opt. 2001. V. 40. P. 6012. <https://doi.org/10.1364/AO.40.006012>
14. Балыгин К.А., Зайцев В.И., Климов А.И., Климов А.Н., Кулик С.П., Молотков С.Н. ПТЭ. 2018. № 5. С. 67. <https://doi.org/10.1134/S0032816218040158> [Bal-ygin K.A., Zaitsev V.I., Klimov A.I., Klimov A.N., Kulik S.P., Molotkov S.N. IET. 2018. V. 61. P. 691. <https://doi.org/10.1134/S0020441218040139>]
15. Anisimova E., Nikulov D., Hu S.S. et al. EPJ Quantum Technol. 2021. V. 8. P. 1. <https://doi.org/10.1140/epjqt/s40507-021-00111-0>
16. Liang X.-L., Liu J.-H., Wang Q. et al. Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 83. P. 83111. <https://doi.org/10.1063/1.4746291>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 550.388.2; 554.510.535

СТЕНД СЛЕДЯЩЕЙ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С КОНТУРОМ ОПЕРЕЖАЮЩЕЙ КОРРЕКЦИИ НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2026 г. Л. Н. Лавринова*, В. В. Лавринов, Л. В. Антошкин

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 634055, Томск, пл. Академика Зуева, 1*

** E-mail: lnl@iao.ru*

Поступила в редакцию 18.09.2025

После доработки 02.10.2025

Принята к публикации 30.10.2025

Предложен способ повышения разрешающей способности и быстродействия адаптивных оптических систем, предназначенных для коррекции углов наклона волнового фронта оптического излучения в астрономии, системах видения в турбулентной атмосфере, управлении лазерным лучом в сканирующих системах и системах оптической связи. На стенде следящей адаптивной оптической системы способ реализуется путем опережающей установки угла наклона Tip–Tilt-зеркала дополнительного корректирующего дефлектора в положение, при котором суммарный угол наклона Tip–Tilt-зеркал обоих (стабилизирующего и дополнительного корректирующего) дефлекторов будет соответствовать углу наклона волнового фронта на входной апертуре системы на момент регистрации следующего кадра. Рассмотрены подходы к вычислению прогнозируемых значений углов наклона волнового фронта, в том числе посредством применения искусственных нейронных сетей.

DOI: 10.7868/S3034564226020112

1. ВВЕДЕНИЕ

Следящая адаптивная оптическая система компенсирует обусловленные атмосферной турбулентностью случайные угловые смещения энергетического центра тяжести (ЭЦТ) оптического излучения в плоскости регистрации [1–4] или устраняет случайные углы наклона волнового фронта оптического пучка.

Tip–Tilt-зеркало, описанное в работе [4], отрабатывает в реальном времени сигналы управления, которые пропорциональны угловым смещениям ЭЦТ изображения оптического излучения в плоскости его регистрации.

При регистрации очередного кадра наклон следящего корректирующего Tip–Tilt-зеркала за счет постоянного механического запаздывания устанавливается с задержкой по времени относительно корректируемых параметров, что в условиях турбулентной атмосферы снижает

точность и качество адаптивно-фазовой коррекции в целом.

Получить изображение оптического излучения в фокальной плоскости системы без временной задержки на момент регистрации позволяет установка наклонов дополнительного корректирующего Tip–Tilt-зеркала в положение, соответствующее углам наклона волнового фронта оптического пучка на момент следующего кадра посредством опережающего формирования наклона, который отрабатывается дополнительным корректирующим Tip–Tilt-зеркалом. Точнее сказать, на Tip–Tilt-зеркало подается сигнал управления, рассчитанный таким образом, чтобы на нем сформировался наклон, соответствующий углу наклона волнового фронта оптического пучка, который приходит на входную апертуру системы именно в этот момент времени.

Поэтому на стенде адаптивной оптической системы, представленном на рис. 1, контур ста-

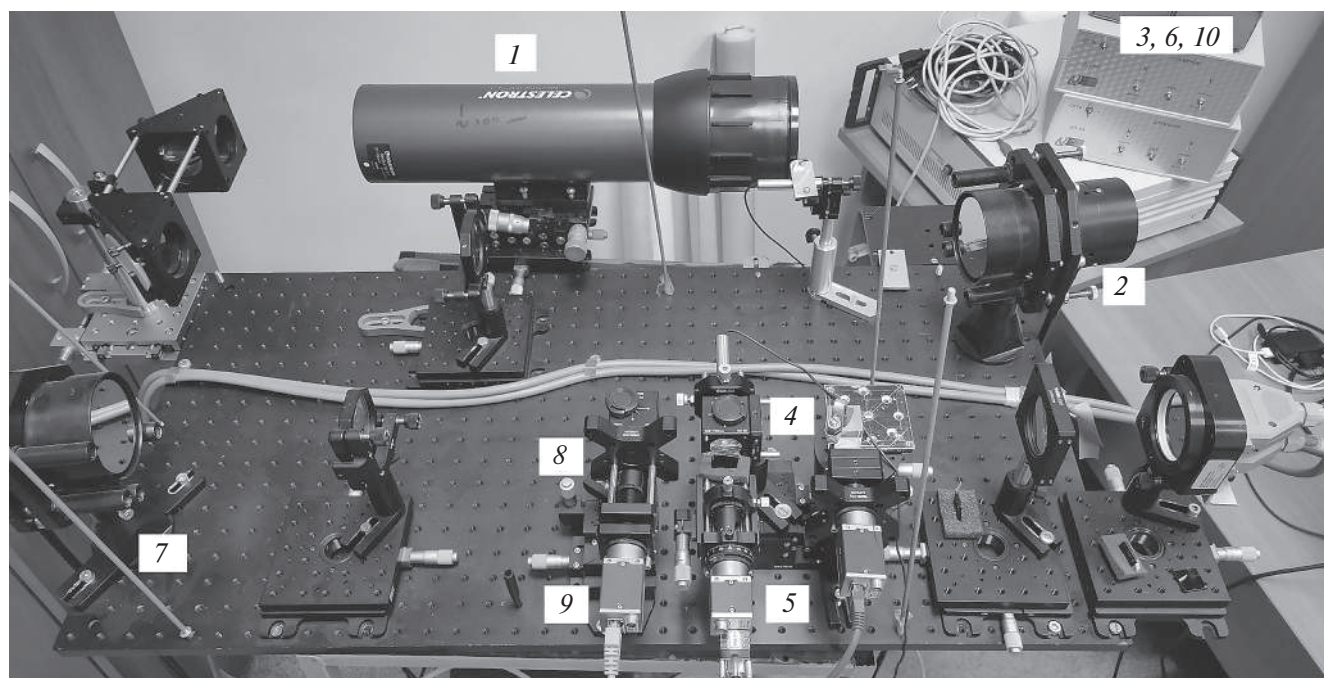


Рис. 1. Внешний вид стенда адаптивной оптической системы: 1 – телескопическая система, 2 – корректирующее Tip-Tilt-зеркало, 4 – светоделительный кубик, 5 – видеокамера датчика наклонов, 7 – Tip-Tilt-зеркало контура опережающей коррекции, 8 – масштабирующее устройство, 9 – видеокамера контроля; 3, 6, 10 – блоки управления Tip-Tilt-зеркалами

билизации излучения дополнен контуром опережающей коррекции наклонов волнового фронта оптического излучения, что улучшает работу программно-аппаратного комплекса [4].

2. СЛЕДЯЩАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА С КОНТУРОМ ОПЕРЕЖАЮЩЕЙ КОРРЕКЦИИ НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ИЗЛУЧЕНИЯ

Способ опережающей коррекции в оптической следящей системе с контуром, содержащим объектив, видеокамеру, блок управления по координатам x, y , Tip-Tilt-зеркало и блок управления зеркалом [4], характеризуется тем, что добавлены светоделительный кубик, контур с Tip-Tilt-зеркалом и видеокамерой слежения, причем для видеокамер и поворота обоих Tip-Tilt-зеркал направления осей в системе координат x, y полностью совпадают.

Принимаемое видеокамерой в контуре слежения изображение наблюдаемого пучка, прошедшего на входную апертуру системы, регистрируется равномерными кадрами, по которым рассчитываются координаты ЭЦТ изображения, регистрируемого матрицей видеокамеры в контуре слежения. Координаты запоминаются в регистре сдвига координат ЭЦТ изобрае-

ния пучка блоком управления системы. По ним относительно нулевых координат на матрице видеокамеры слежения рассчитываются перемещение наблюдаемого пучка и изменение углов наклона волнового фронта в турбулентной атмосфере.

Рассчитанный сигнал поступает на Tip-Tilt-зеркало контура слежения, где устанавливается угол поворота Tip-Tilt-зеркала. Сигнал компенсирует смещение изображения на светочувствительной матрице в последнем кадре по координатам ЭЦТ изображения, определенным за последние N кадров, хранящихся в регистре сдвига.

По этим кадрам рассчитывается ожидаемое положение изображения пучка в будущем кадре. Устанавливается угол наклона корректирующего Tip-Tilt-зеркала так, чтобы положение изображения в будущем кадре совпало с положением изображения на матрице видеокамеры контроля в предыдущих кадрах.

На рис. 2 представлена схема следящей оптической системы с контуром опережающей коррекции.

Оптическое излучение проходит через объектив 1, отражается от следящего Tip-Tilt-зеркала 2 контура стабилизации, проходит через светоделительный кубик 4 и фокусируется на све-

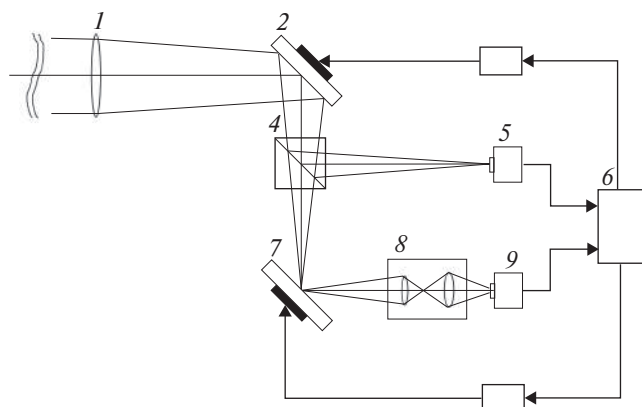


Рис. 2. Схема следящей оптической системы с контуром опережающей коррекции наклонов волнового фронта излучения

точувствительной матрице видеокамеры 5, где регистрируется текущее положение стабилизируемого изображения излучения.

Координаты ЭЦТ изображения излучения запоминаются в регистре блока управления устройством 6, где вычисляются управляющие воздействия, поступающие в регистр сдвига и на блок управления 3 Tip-Tilt-зеркалом 2, который корректирует отклонение пучка в контуре стабилизации.

По координатам ЭЦТ изображений излучения трех (четырёх, пяти) последних кадров, сохранённых в сдвиговом регистре блока управления 6, посредством определения координат ЭЦТ изображения оптического пучка в плоскости регистрации аналитическим методом или с применением искусственных нейронных сетей (ИНС) рассчитываются управляющие сигналы, поступающие через блок управления 10 и через масштабирующее устройство 8 на Tip-Tilt-зеркало 7 контура опережающей коррекции и на видеокамеру контроля 9.

После стабилизации излучения на светочувствительной матрице видеокамеры Tip-Tilt-зеркало осуществляет коррекцию угловых координат ЭЦТ изображения излучения в фокальной плоскости видеокамеры контура опережающей коррекции с компенсацией ошибки, вызванной временной задержкой в контуре стабилизации. Таким образом, в момент регистрации каждого кадра видеокамерой контура опережающей коррекции суммарные углы наклона последовательно установленных Tip-Tilt-зеркал равны углам наклона волнового фронта на входной апертуре системы в противофазе (т.е. со знаком минус), что обеспечивает точность реги-

страции принимаемого изображения излучения в фокальной плоскости системы без отставания во времени.

3. АНАЛИЗ ТРАЕКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ КООРДИНАТЫ ЭЦТ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПУЧКА В ПЛОСКОСТИ РЕГИСТРАЦИИ

Опережающая адаптивная коррекция наклонов волнового фронта оптического излучения заключается в опережающем формировании наклонов, отрабатываемых зеркалом, она может быть реализована с применением аналитического подхода, например разложения функции в ряд Тейлора.

Распространение оптического излучения через атмосферу сопровождается изменением наклонов волнового фронта под влиянием атмосферной турбулентности и представляет собой случайный процесс.

Распределение интенсивности в плоскости регистрации соответствует изображению оптического пучка на светочувствительной матрице видеокамеры, которое содержит фокальное пятно с характерным профилем в заданный момент времени и координатами ЭЦТ изображения пучка, выраженными в момент времени t через взвешенные интенсивности пикселей $I_{ij}(t)$, нормированные на интегральную интенсивность двумерного распределения интенсивности:

$$\xi(t) = \frac{\sum_{i=1}^N i \sum_{j=1}^N I_{ij}(t)}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N I_{ij}(t)}, \quad (1)$$

$$\eta(t) = \frac{\sum_{j=1}^N j \sum_{i=1}^N I_{ij}(t)}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N I_{ij}(t)}.$$

Углы наклона волнового фронта излучения пропорциональны смещениям ЭЦТ фокальных пятен в плоскости регистрации, они могут быть выражены через разности их координат относительно координат опорного волнового фронта (например, плоского):

$$\alpha(t) = \frac{1}{f} (\xi(t) - \xi_0(t)) = \frac{1}{f} \Delta \xi(t),$$

$$\beta(t) = \frac{1}{f} (\eta(t) - \eta_0(t)) = \frac{1}{f} \Delta \eta(t),$$

где f — фокусное расстояние.

Пусть траектория движения ЭЦТ изображения пучка в плоскости регистрации, например

по координате ξ , представлена случайной функцией $S(t)$.

Для анализа траектории изменения координаты ξ можно применить разложение функции $S(t)$ в ряд Тейлора [5], согласно которому функция $S(t)$ может быть представлена взвешенной суммой простых стандартных степенных сигналов вида t^q . Значения сигнала для последующих моментов времени определяются как сумма исходного значения сигнала и его приращений, обусловленных скоростью $S'(t)$, ускорением $S''(t)$, рывком $S'''(t)$ и производными по времени более высокого порядка.

Таким образом, траектория движения ЭЦТ изображения пучка $S(t)$ в окрестности точки t может быть представлена в виде [5]

$$S(t) = P_n(t) + R_n(t), \quad (2)$$

где выражение

$$P_n(t) = S(\tau) + S'(\tau)(t+\tau)/1! + \\ + S''(\tau)(t+\tau)^2/2! + S^{(n-1)}(\tau)(t+\tau)^{n-1}/(n-1)!$$

представляет собой разложение функции $S(t)$ по положительным степеням двучлена $t + \tau$ в ряд Тейлора; в обобщенном виде

$$P_n(t) = \sum_{m=0}^{n-1} \frac{S^{(m)}(\tau)}{m!} (t + \tau)^m.$$

При вычислении значений функции с заданной точностью, т.е. при допущении, что приращение Δt совпадает с временем между кадрами и что для любого t существует точка $t + \tau$, лежащая между t и $t + \Delta t$, в которой выполняется разложение функции $S(t)$ в ряд Тейлора (2), может быть применен остаточный член в форме Лагранжа [5]:

$$R_n(t) = \frac{S^{(n)}(\tau + \theta(t + \tau))}{n!} (t + \tau)^n,$$

$$0 < \theta(t + \tau) < 1.$$

На рис. 3 приведена иллюстрация механизма вычисления приращения по одной из координат ЭЦТ изображения пучка, где кривая представляет изменение координаты ЭЦТ ξ во времени.

Приращение Δt при вычислениях производной совпадает с временем между кадрами, приращение по координате ξ может быть представлено выражением $\Delta \xi_t = \xi_t - \xi_{t-1}$, и на рис. 3 оно соответствует отрезку BD . Координата ξ в момент $t - 1$ в точке C обозначена как ξ_{t-1} . Координата ξ_t соответствует точке A . Прямая AC является касательной к функции $S(t)$ в точке A , тогда значение функции $S(t)$ в момент $t + 1$ выражается как

$$AE = BL = \left(\frac{\Delta \xi_t}{\Delta t} \right) \Delta t.$$

Величина $\Delta\xi_i/\Delta t$ определяет скорость изменения координаты ξ от момента времени $t - 1$ до момента t и соответствует отрезку BL . Отношение приращений $\Delta\xi_{t-1}/\Delta t$ определяет скорость изменения координаты ξ от момента $t - 2$ до момента $t - 1$ и соответствует отрезку BF .

Прямая AF параллельна прямой GN . Изменение скорости смещения координаты ЭЦТ изображения пучка от момента времени $t - 2$ до момента t может быть записано как $\left(\frac{\Delta \xi_t}{\Delta t} - \frac{\Delta \xi_{t-1}}{\Delta t} \right) \Delta t$, оно соответствует отрезку LF и является ускорением, с которым меняется скорость изменения координаты ξ .

Прямая AW параллельна прямой PU . Изменение ускорения смещения координаты ЭЦТ изображения пучка от момента $t - 3$ до момента t , где $\Delta \xi_{t-2} = \xi_{t-2} - \xi_{t-3}$, может быть записано в виде

$$\left[\left(\frac{\Delta \xi_t}{\Delta t} - \frac{\Delta \xi_{t-1}}{\Delta t} \right) \Delta t - \left(\frac{\Delta \xi_{t-1}}{\Delta t} - \frac{\Delta \xi_{t-2}}{\Delta t} \right) \Delta t \right] \Delta t,$$

оно соответствует отрезку LV и является рывком, с которым меняется ускорение изменения координаты ξ .

Пунктирная линия, соответствующая прямой AV на рис. 3, обозначает значения прогнозируемой величины при различных значениях t .

Вычисление прогнозируемого значения ξ_{t+1} через разложение траектории движения координаты ЭЦТ ξ изображения пучка в ряд Тейлора по первой и второй производным с остаточным членом представлено на рис. 4а; по первой, вто-

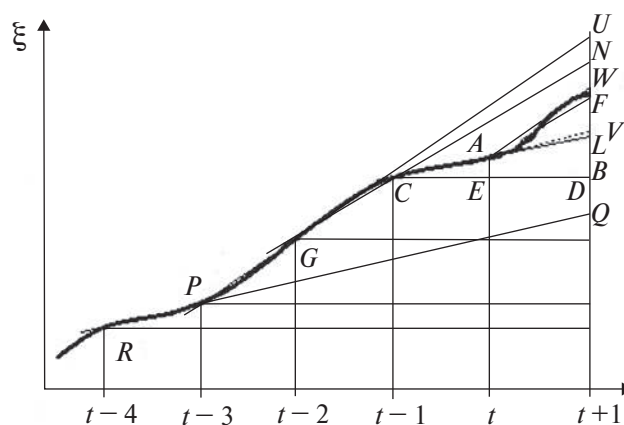


Рис. 3. Определение координаты ЭЦТ изображения пучка в плоскости регистрации ξ в момент $t + 1$ по его координатам в моменты $t - 3, t - 2, t - 1$ и t

рой и третьей производным с остаточным членом — на рис. 4б; по первой, второй, третьей и четвертой производным с остаточным членом — на рис. 4в.

Прогнозируемое значение координаты η_{t+1} может быть получено аналогичным образом.

На рис. 5 приведены сегменты из выборок наклонов $\{\alpha(t)\}$ и $\{\beta(t)\}$ длиной 1000 значений, эмулируемых на стенде (рис. 1) с частотой 500 Гц (ряд 1). Таким образом, величина прогноза Δt на временной шкале составляет два отсчета. Выборки наклонов $\{\alpha(t + \Delta t)\}$ и $\{\beta(t + \Delta t)\}$ представляют значения наклонов в момент $t + \Delta t$ (ряд 5), т.е. они получены с постоянным запаздыванием. Значения наклонов, рассчитанных из выборок $\{\alpha(t)\}$ и $\{\beta(t)\}$ по формулам (2), изображены в виде ряда 2 (по первой и второй производным), ряда 3 (по первой, второй и третьей производным) и ряда 4 (по первой, второй, третьей и четвертой производным).

Расчет коэффициентов корреляции Пирсона r [5] выявил следующую связь между выборками наклонов волнового фронта: коэффициент

корреляции между $\{\alpha(t)\}$ и $\{\alpha(t + \Delta t)\}$ составил 0.045; между $\{\beta(t)\}$ и $\{\beta(t + \Delta t)\}$ был равен 0.127.

Пусть $\{\alpha_s(t)\}$ и $\{\beta_s(t)\}$ — выборки наклонов, полученные из выборок $\{\alpha(t)\}$ и $\{\beta(t)\}$ на основе опережающей коррекции по схемам, представленным на рис. 4. Корреляция между выборками $\{\alpha(t + \Delta t)\}$ и $\{\alpha_s(t)\}$ практически характеризует статистически значимую связь: 0.844 (по первой и второй производным), 0.831 (по первой, второй и третьей производным) и 0.820 (по первой, второй, третьей и четвертой производным). Между выборками $\{\beta(t + \Delta t)\}$ и $\{\beta_s(t)\}$: 0.723; 0.721; 0.716 соответственно. При этом корреляция между выборками $\{\alpha(t)\}$ и $\{\alpha_s(t)\}$ не достигает статистической значимости: 0.5, 0.485, 0.49. Коэффициент корреляции между выборками $\{\beta(t)\}$ и $\{\beta_s(t)\}$ составляет 0.557, 0.541, 0.542.

Корреляционный анализ показывает достаточную результативность опережающего формирования углов наклона на основе анализа траекторий движения координат ЭЦТ изображения пучка в плоскости регистрации посредством разложения их в ряд Тейлора.

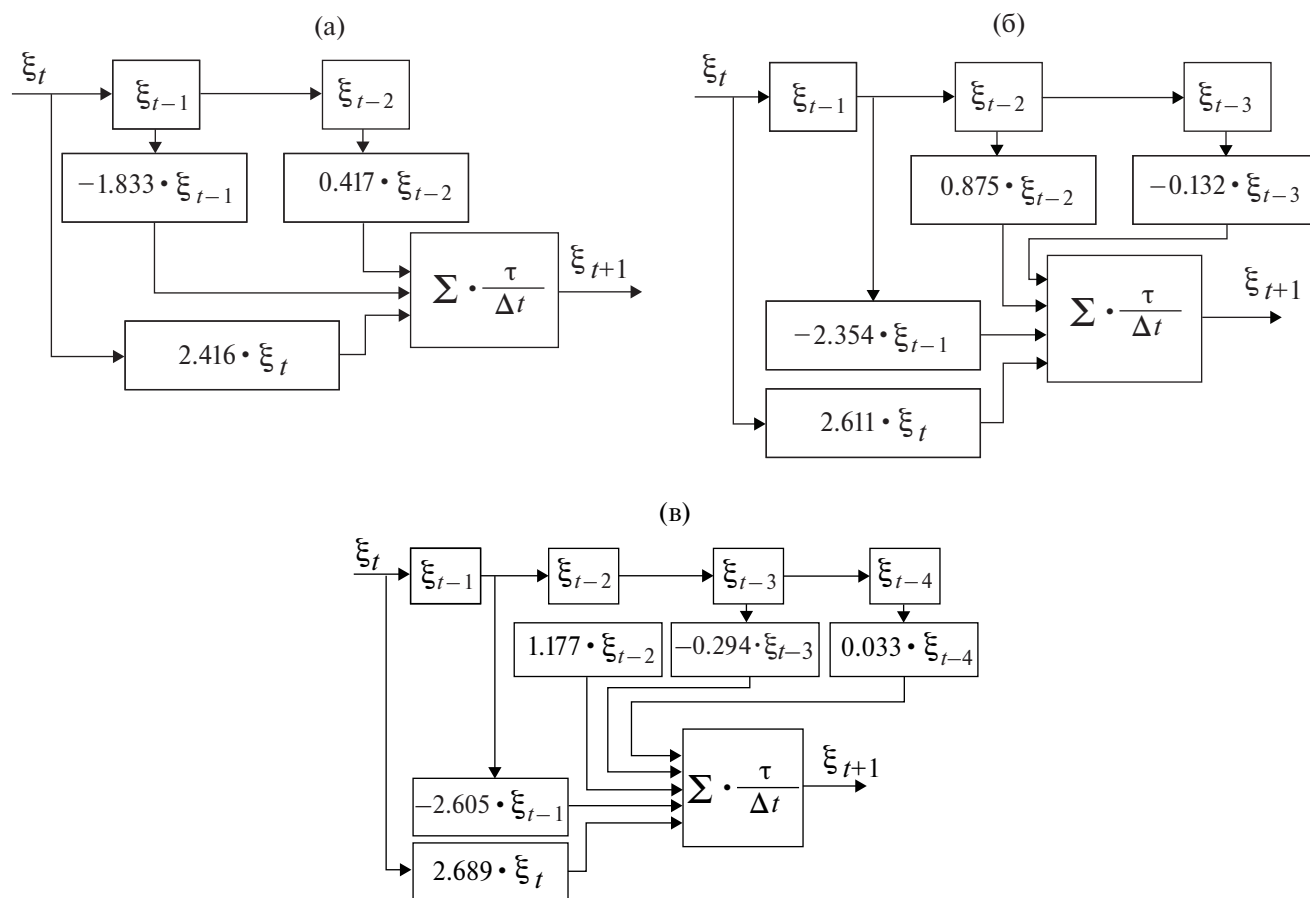


Рис. 4. Схемы вычисления координаты ЭЦТ изображения пучка ξ в момент времени $t + 1$ через разложение траектории движения координаты ЭЦТ изображения пучка в ряд Тейлора с числом слагаемых 3 (а), 4 (б) и 5 (в), где $\tau = \Delta t$

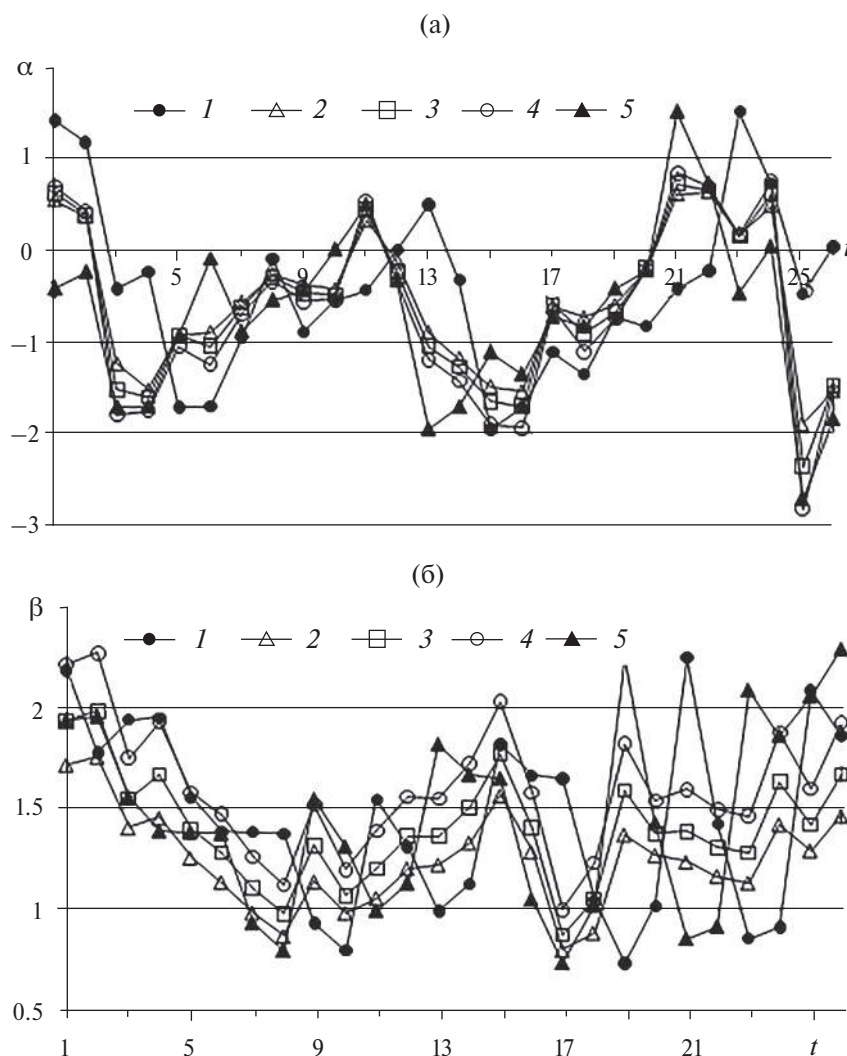


Рис. 5. Сегменты из выборок наклонов $\{\alpha(t)\}$ (а) и $\{\beta(t)\}$ (б) длиной 1000 значений каждая, эмулируемых на стенде (рис. 1) с частотой 500 Гц, изображены в виде ряда 1; ряд 5 соответствует выборкам $\{\alpha(t + \Delta t)\}$ и $\{\beta(t + \Delta t)\}$; ряды 2–4 представляют собой наклоны, рассчитанные на основе опережающей коррекции по схемам на рис. 4

4. ОПЕРЕЖАЮЩЕЕ ФОРМИРОВАНИЕ НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ПЛОСКОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИНС

Способности ИНС к обобщению и выделению скрытых зависимостей между входными и выходными данными мотивируют их использование для опережающей установки наклонов волнового фронта в случае стабилизации оптического излучения на стенде адаптивной оптической системы [4], т.е. вычисление прогнозируемых в момент времени $t + \Delta t$ значений координат $\xi_{t+\Delta t}$ и $\eta_{t+\Delta t}$ на основе ИНС.

Для вычисления прогнозируемых значений координат ЭЦТ изображения пучка на основе ИНС в качестве входных параметров служат

выборки углов наклона $\{\alpha(t)\}$ и $\{\beta(t)\}$. Углом наклона пропорциональны смещения ЭЦТ изображения пучка в плоскости регистрации в виде разностей измеренных координат ξ относительно опорных ξ_0 , например в моменты $t, t - 1, t - 2$ (рис. 4а); $t, t - 1, t - 2, t - 3$ (рис. 4б); $t, t - 1, t - 2, t - 3, t - 4$ (рис. 4в). Коэффициенты, указанные на рис. 4 для разложения в ряд Тейлора, могут служить целевыми значениями весов в реализации многослойной нейронной сети.

Алгоритм обучения нейронной сети при прогнозировании изменения значений исследуемой функции, реализуемый ИНС, построенной по правилу многослойного персептрона, подробно представлен в работе [6].

Наиболее приемлемым вариантом обучения в данном случае является градиентный метод

поиска минимума функции ошибки с рассмотрением сигналов ошибки от выходов ИНС к ее входам, в направлении, обратном прямому распространению сигналов в обычном режиме работы [6, 7]. Выходные значения ИНС сравниваются с целевыми значениями, и вычисляется ошибка. Функция ошибки представляет собой квадрат рассогласования (ошибки) желаемого выхода сети и реального.

При вычислении элементов вектора-градиента используются производные функции активации сигмоидального типа [8]

$$o = o(w^T x) = \frac{1}{1 + e^{-w^T x}},$$

где $x^T = (x_1, \dots, x_m)$ – вектор входных сигналов; $w^T = (w_1, \dots, w_m)$ – вектор весов сети, T – символ транспонирования. Начальные значения весов w_i выбираются случайным образом.

Если выборка для обучения сети задаётся формулами

$$\begin{aligned} x^1 &= (x_1^1, \dots, x_m^1)^T, & y^1, \\ x^1 &= (x_1^2, \dots, x_m^2)^T, & y^2, \\ x^M &= (x_1^M, \dots, x_m^M)^T, & y^M, \end{aligned}$$

где y – значение желаемого выхода, и функция ошибки выражается формулой

$$E = \frac{1}{2} \left(y - \frac{1}{1 + e^{-w^T x}} \right)^2,$$

то обучение сети сводится к подбору такого вектора w , при котором достигается минимум ошибки E посредством градиентного метода: $w = w - \beta E'(w)$, где $E'(w)$ – вектор-градиент, β – константа.

Значение ошибки, а также градиента поверхности ошибок используется для корректировки весов w_i , после чего все действия повторяются. Процесс обучения прекращается, когда ошибка достигнет некоторого порогового уровня. Алгоритм, реализующий процесс обучения ИНС (рис. 6), действует итеративно, итерацию принято называть эпохой.

В каждой эпохе на вход ИНС поочередно подаются все обучающие наблюдения в виде выборки углов наклона $\{\alpha(t)\}$, где варьируется количество кадров (тренд). Аналогичным образом формируются ИНС для выборки $\{\beta(t)\}$.

Входные данные для ИНС (в нашем случае с двумя скрытыми слоями) являются обучающей выборкой и контрольной выборкой. Именно от состава, полноты и качества обучающей

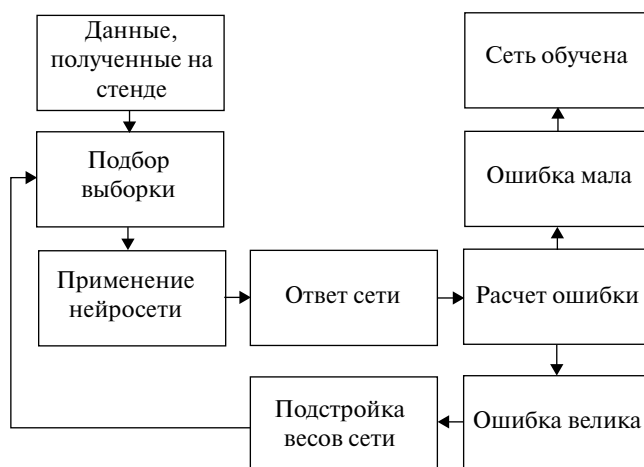


Рис. 6. Иллюстрация процесса обучения ИНС

выборки существенно зависят время обучения ИНС и достоверность получаемых результатов.

В качестве обучающих выборок выступают записи наклонов $\{\alpha(t)\}$ и $\{\beta(t)\}$ длиной 500 значений каждая. Необходимо найти оптимальные размеры обучающей выборки и тренда.

Сначала ИНС обучалась 25-кадровым набором с размером тренда в один кадр. После обучения ИНС (если оно состоялось) проверялась ее способность к прогнозу на контрольной выборке и вычислялся коэффициент корреляции. Затем увеличивалось количество кадров обучающей выборки с шагом 25 кадров. Такое увеличение идет до 475 кадров, чтобы оставалось 25 кадров на проверку. По достижении размера обучающей выборки 475 кадров увеличивался размер тренда на 1 кадр, затем обучение опять начиналось с обучающей выборкой в 25 кадров. Результатом такого эксперимента является подбор длины обучающей выборки из 400 кадров и размера тренда из 4 кадров (рис. 7).

В условиях высокоинтенсивной атмосферной турбулентности изображение излучения в плоскости регистрации становится нечетким, расплывчатым, профиль распределения интенсивности структурированным и построение прогноза почти невозможно [9]. Поэтому в качестве оценки, допускающей построение прогноза при наличии высокоинтенсивной турбулентности, следует принять максимальный размер области, в пределах которой выполняется смещение ЭЦТ изображения излучения без ошибки, обусловленной временной задержкой системы.

Если в плоскости регистрации отсутствует фокальное пятно, то следует оценивать произведение регистрируемого распределения интенсивности $I_{ij}(t)$ и двумерного распределения

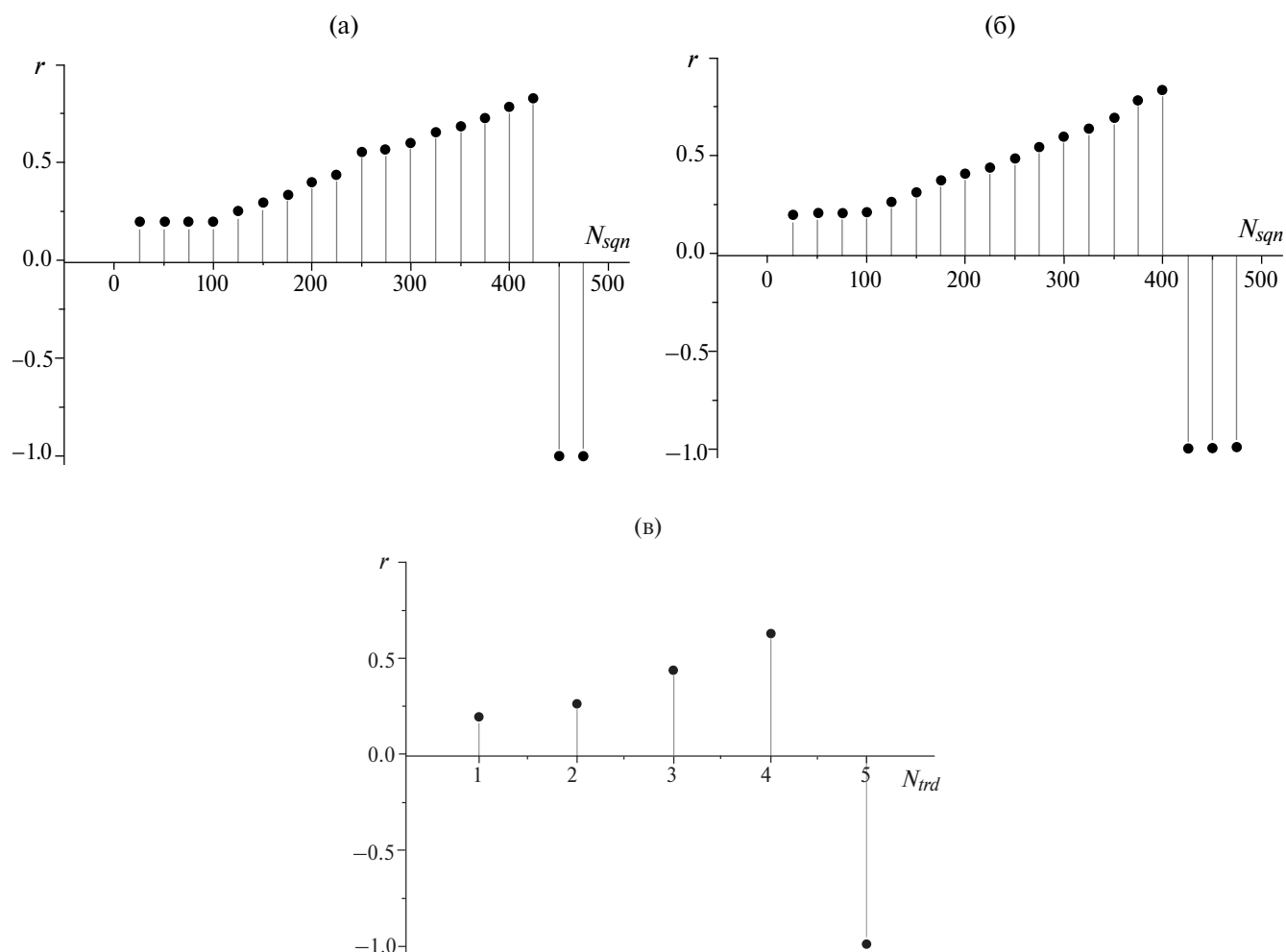


Рис. 7. Зависимость коэффициента корреляции от размера обучающей выборки (N_{sqn}), где $\{\alpha(t)\}$ (а) и $\{\beta(t)\}$ (б) при тренде размером 4 кадра, и от размера тренда (N_{trd}) при обучающей выборке из 400 кадров (в)

Гаусса $I_{ij}^g(t)$ в качестве весовой функции в пределах области, определяемой дисперсией $\sigma^2 = 1/2$ для стандартного нормального распределения Гаусса [5] (рис. 8).

Таким образом, максимальный размер области для построения прогноза составляет $(N/3) \times (N/3)$, где $N \times N$ – размерность распределения интенсивности в плоскости регистрации изображения излучения.

Нейронная сеть может учиться только на распределениях интенсивности, в которых ЭЦТ относительно центра распределения движется преимущественно в пределах области размером $N/3$ на $N/3$, а количество фокальных пятен, выходящих за ее пределы, не превышает 50–75 на обучающую выборку из 400 кадров.

В ходе определения количества кадров в обучающей выборке и размера тренда было выявлено, что нейронная сеть способна обучаться и строить прогноз по обучающей выборке раз-

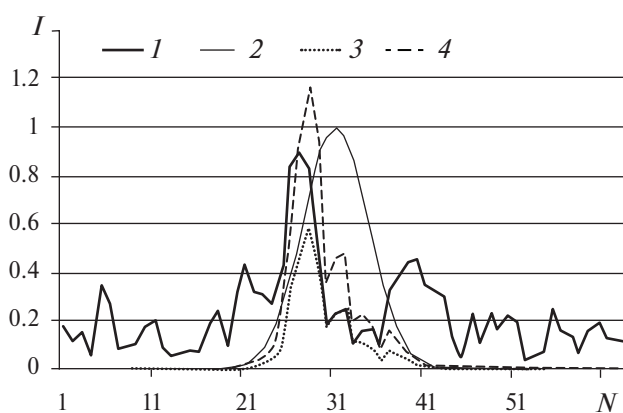


Рис. 8. Профили, проходящие через середину регистрируемого структурированного распределения интенсивности $I_{ij}(t)$ (кривая 1), кривая 2 соответствует гауссову распределению $I_{ij}^g(t)$ в качестве весовой функции, кривая 3 – произведению распределений $I_{ij}(t)$ и $I_{ij}^g(t)$, кривая 4 – удвоенному произведению распределений $I_{ij}(t)$ и $I_{ij}^g(t)$

мером, превышающим десять кадров, при указанных диапазонах смещений ЭЦТ изображения излучения.

С учетом границ области определения координат ЭЦТ изображения пучка в плоскости регистрации эффективность ИНС оценивается метрикой, которая характеризует долю правильно классифицированных положительных результатов относительно всех положительных результатов входных данных отношением $N_{ip}/(N_{ip} + N_{fp})$, где N_{ip} – число истинно положительных распознаваний выборки, N_{fp} – число ложно положительных распознаваний, значение этой метрики составляет более 90 %.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Адаптивная оптическая система, предназначенная для уменьшения размытости изображения или повышения его разрешения, является сегодня важнейшим инструментом любой обсерватории, обладает уникальностью, которая обусловлена особенностями атмосферной турбулентности в местах расположения телескопов, построенных высоко в горах, где отсутствуют самые плотные слои атмосферы.

В Европейской южной обсерватории (ESO) в составе очень большого телескопа VLT (Very Large Telescope) проблемами устранения турбулентных искажений оптического излучения занимается отдел адаптивной оптики (Adaptive Optics Facility) [10]. Особое внимание уделяется вопросу недостаточного быстродействия адаптивной оптической системы, характеризующейся конечным временем срабатывания [11].

Адаптивная оптическая система, реализованная на стенде [4], также представляет собой динамическую систему с постоянным запаздыванием. Применяв различные схемы статистического прогнозирования случайных значений углов наклона, пропорциональных смещениям ЭЦТ изображения излучения в плоскости регистрации с представлением траектории движения координат ЭЦТ изображения в виде непрерывной в точке функции, мы получили оценку улучшения качества стабилизации оптического излучения в системе с прогнозом по сравнению с системой постоянного запаздывания.

Показано, что качество стабилизации оптического излучения на основе анализа траектории движения координат ЭЦТ изображения излучения подтверждается статистической

значимостью результатов сравнения выборок из эмулируемых углов наклона [4] и выборок из рассчитанных углов наклона с учетом их опережающей установки.

Оценивание среднеквадратической ошибки вычисления координаты ЭЦТ изображения излучения в зависимости от поперечной составляющей скорости ветра, т.е. времени между анализируемыми кадрами, показало, что для сигнала со спектром, содержащим средние и низкие пространственные частоты (при скорости ветра 0.25 м/с), опережающая установка углов наклона волнового фронта как аналитическими методами (рис. 4), так и с использованием ИНС при расчете сигналов обработки системой дает ошибку, которая примерно в 1.5 раза меньше ошибки в случае системы постоянного запаздывания. Ошибка уменьшается более чем в 4 раза при поперечной составляющей скорости ветра 1 м/с.

Прогнозирование посредством анализа траектории движения координат ЭЦТ изображения излучения в плоскости регистрации как аналитическим методом, так и с использованием ИНС в задачах опережающей установки углов наклона волнового фронта на стенде адаптивной оптической системы характеризуется отсутствием необходимости знания статистических данных о турбулентности [12, 13].

Однако имеет место ограничение, обусловленное интенсивностью фазовых искажений излучения.

Показано, что в условиях высокоинтенсивной атмосферной турбулентности для реализации прогнозирования максимальный размер области должен составлять треть от размерности распределения интенсивности. При использовании ИНС количество фокальных пятен, выходящих за фиксированную область, не должно превышать 50–75 на обучаемую выборку в 400 кадров.

Улучшить качество стабилизации оптического излучения на стенде адаптивной оптической системы [4] рекомендуется применением контура опережающей коррекции, что подтверждено полученным патентом РФ на техническую реализацию следящей адаптивной оптической системы с контуром опережающей коррекции [14].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шанин О.И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная адаптивная оптика. М.: Техносфера, 2013.
2. Боршевников А.Н., Дементьев Д.А., Леонов Е.В., Ляхов Д.М., Сохарева Г.Н., Черных А.В., Шанин Ю.И., Щипалкин В.И. Автометрия. 2018. Т. 54. № 3. С. 119. <https://doi.org/10.15372/AUT20180315>
3. Бокало С.Ю., Бокашов И.М., Ляхов Д.М., Пикунев С.В., Черных А.В. Автометрия. 2018. Т. 54. № 1. С. 54. <https://doi.org/10.15372/AUT20180108>
4. Лавринов В.В., Антошкин Л.В., Лавринова Л.Н., Селин А.А. ПТЭ. 2025. № 1. С. 99.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука. 1978.
6. Кротов Ю.А., Проскуряков А.Ю., Белов А.А. Компьютерная оптика. 2018. Т. 42. № 6. С. 1093. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=36807099>
7. Щербakov А.П. Оптика атмосферы и океана. 2024. Т. 37. № 11. С. 897. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=79696601>
8. Малышев А.Н., Данилов Е.А. Научное обозрение. Педагогические науки. 2019. № 3 (часть 2). С. 39.
9. Montera D.A., Welsh B.M., Roggemann M.C., Ruck D.W. Appl. Opt. 1997. V. 36. № 3. P. 675. <https://doi.org/10.1364/ao.36.000675>
10. Madec. P.-Y. COAT-2019-workshop. (Communications and Observations through Atmospheric Turbulence: characterization and mitigation). ONERA, Châtillon, France, 2019. <https://doi.org/10.34693/COAT2019-S3-001>
11. Dessenne C., Madec P.Y., Rousset G. Opt. Lett. 1999. V. 24. № 5. P. 339. <https://doi.org/10.1364/OL.24.000339>
12. Ягнятинский Д.А., Федосеев В.Н., Шепелев А.В. Оптика атмосферы и океана. 2024. Т. 37. № 4. С. 316. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=65658230>
13. Старченко А.В., Дель И.В., Одинцов С.Л. Оптика атмосферы и океана. 2024. Т. 37. № 3. С. 225. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=64897101>
14. Антошкин Л.В., Лавринова Л.Н., Лавринов В.В. РФ. Патент 2799987, 2023.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 520.272.5

РАДИОМЕТР ДЛЯ МОНИТОРИНГА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 10.7 см

© 2026 г. Ю. В. Векшин*, М. Б. Зотов**, А. С. Лавров, Е. Ю. Хвостов

*Институт прикладной астрономии Российской академии наук
Российская Федерация, 191187, Санкт-Петербург, наб. Кутузова, 10*

** E-mail: yv.vekshin@iaaras.ru*

*** E-mail: zmb@iaaras.ru*

Поступила в редакцию 27.11.2025

После доработки 03.12.2025

Принята к публикации 14.01.2026

Разработан радиометр для мониторинга солнечной активности на длине волны 10.7 см для прогнозирования состояния околоземного космического пространства. Радиометр позволяет в автоматическом режиме производить калибровку, измерение, визуализацию и регистрацию интенсивности и поляризации солнечного радиоизлучения. Рассмотрен принцип действия приемной системы и системы регистрации радиометра, описано программное обеспечение для управления системами. Приведены результаты измерений характеристик радиометра и его составных частей. Предложены и реализованы методы повышения чувствительности и стабильности радиометра.

DOI: 10.7868/S3034564226020120

1. ВВЕДЕНИЕ

Интегральный поток излучения Солнца на длине волны 10.7 см является наиболее объективной оценкой текущего уровня солнечной активности и ее изменчивости на протяжении нескольких солнечных циклов. Индекс 10.7 см используется в качестве входного параметра при расчетах в различных моделях околоземной среды — магнитосферы и ионосферы [1]. Достоинством мониторинга солнечной активности в радиодиапазоне является его всепогодность, так как атмосферные условия слабо влияют на принимаемый сигнал.

На данный момент информация об индексе $F_{10.7}$ берется, в основном, из открытых источников. Наиболее точные данные публикуются по результатам наблюдений на радиотелескопе обсерватории Доминиона в Пентиктоне (Канада) [2]. Важно подчеркнуть, что эти данные публикуются добровольно, и в любой момент времени доступ к ним может быть ограничен. Таким образом, с целью обеспечения непрерывности анализа и прогнозирования состояния

околоземной среды необходимо иметь собственную службу Солнца в Российской Федерации [3].

В Уссурийской астрофизической обсерватории с 1970 года проводятся патрульные наблюдения Солнца в радиодиапазоне. Аппаратура радиотелескопа РТ-2 [4] была произведена более 30 лет назад и к настоящему времени устарела.

Кроме того, для изучения физики процессов, происходящих на Солнце, необходимо измерение не только интенсивности, но и поляризации солнечного радиоизлучения.

В 2020 году было принято решение начать разработку поляриметра-радиометра для нового солнечного радиотелескопа с диаметром зеркала 1.8 м. Накопленный опыт Уссурийской астрофизической обсерватории позволил сформулировать следующие требования к радиометру: чувствительность не хуже 1 К при времени накопления 1 с на длине волны 10.7 см, динамический диапазон не менее 30 дБ для измерения солнечных вспышек. При этом в составе радиометра должны быть предусмотрены устройство для проведения оперативной калибровки приемного тракта и контроля идентичности каналов раз-

ной поляризации, возможность автоматизированного и удаленного управления радиометром, а также запись и передача наблюдаемых данных.

В 2022 году в ИПА РАН завершена разработка нового радиометра для мониторинга солнечной активности, и в конце 2022 года он был установлен на радиотелескоп РТ-1.8 [5] в Уссурийской астрофизической обсерватории.

В нашей статье рассмотрен принцип действия радиометра и приведены его основные характеристики. Радиометр состоит из приемной системы и системы регистрации.

2. ПРИЕМНАЯ СИСТЕМА

Приемная система (ПС) обеспечивает прием, усиление и выделение рабочей полосы солнечного радиоизлучения. Приемная система, включая облучатель, размещается в герметичном фокальном контейнере (рис. 1), который устанавливается в первичный фокус главного зеркала радиотелескопа.

Облучатель (рис. 2) представляет собой скалярный рупор, работающий в полосе частот 2785–2815 МГц на правой и левой круговых поляризациях. Облучатель предназначен для антенн с отношением F/D в пределах 0.36–0.40, имеющих угол облучения рефлектора $\pm(65\text{--}70)^\circ$. Диаметр облучателя равен 199 мм, а его длина состав-

ляет 248 мм. Уровень диаграммы направленности (ДН) облучателя (рис. 2) в направлении кромок рефлектора антенны равен примерно –15 дБ, что оптимально для радиоастрономических антенн. Уровень боковых лепестков и кросс-поляризационной ДН не превышает –22 дБ. Коэффициент стоячей волны по напряжению выходных портов в рабочей полосе частот не превышает 1.2, развязка между портами более 20 дБ.

Для измерения степени поляризации солнечного радиоизлучения в приемной системе осуществляется переключение между выходами сигналов правой и левой поляризаций облучателя с помощью р–i–n-переключателя Mini-Circuits ZSDR-230+, что позволяет использовать один усилительный тракт для обоих поляризационных каналов (плеч). Система управления двухканального р–i–n-переключателя (SPDT) обеспечивает 4 режима работы, при которых можно произвольно закрывать и открывать плечи – как вместе, так и по отдельности, что позволяет реализовать такие режимы, как сумма сигналов и полное закрытие (сигнал от облучателя отражается от переключателя).

Функциональная схема ПС представлена на рис. 3. На выходах облучателя установлены СВЧ-клапаны, обеспечивающие согласование. Стандартный цикл работы ПС включает в себя 4 такта. На вход малошумящего усилителя

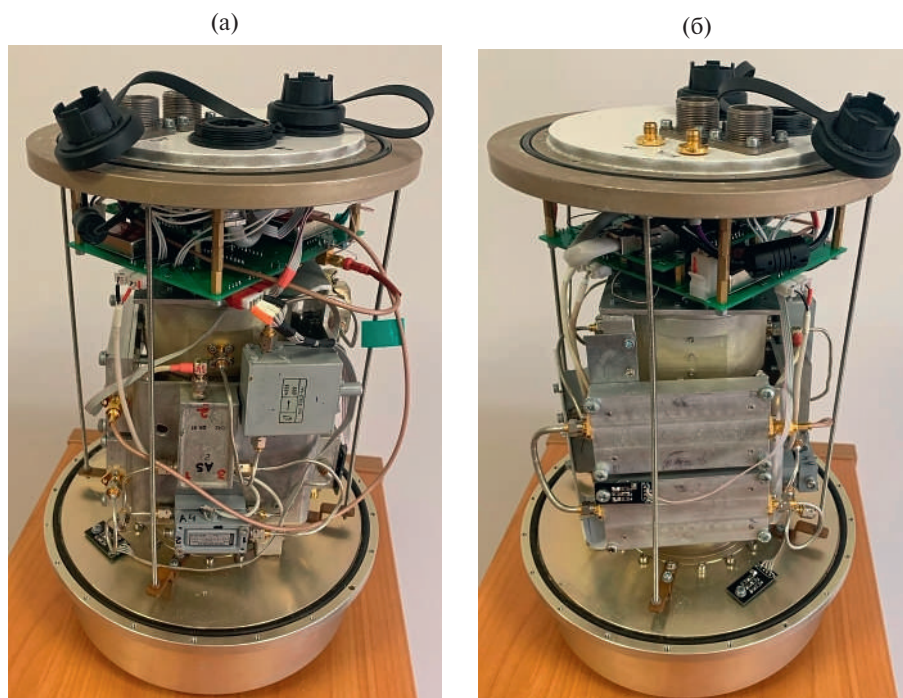


Рис. 1. Приемная система в фокальном контейнере: а – вид со стороны сборки фильтров, б – вид со стороны р–i–n-переключателя и малошумящего усилителя

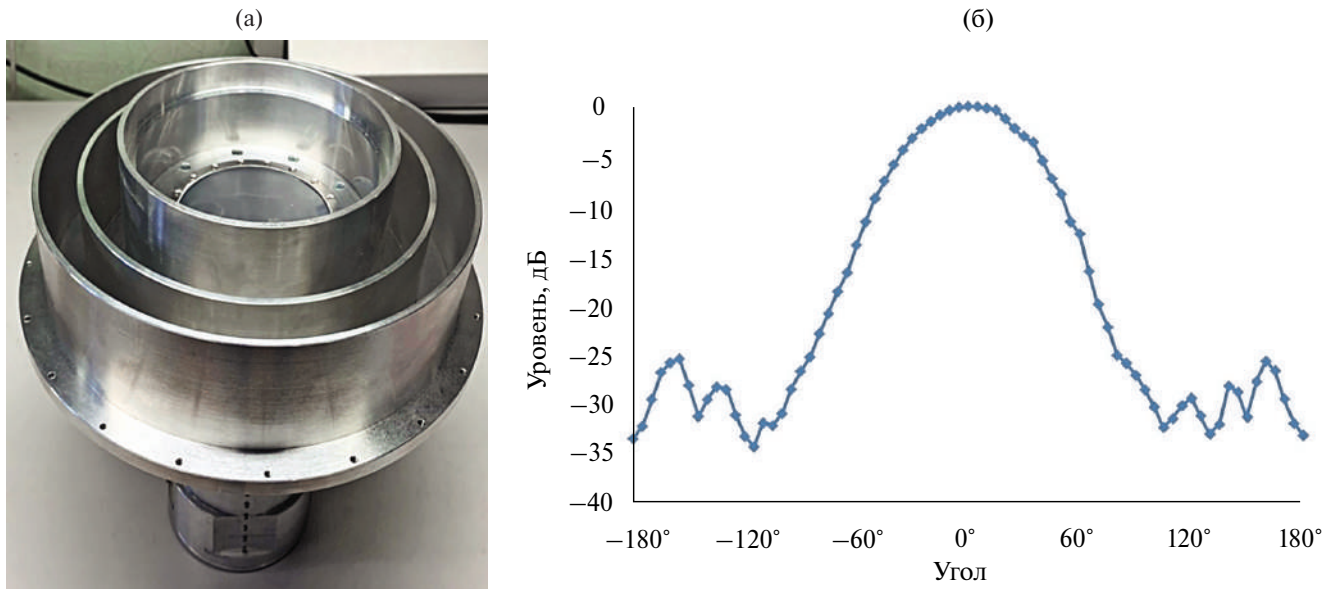


Рис. 2. Облучатель (а) и его диаграмма направленности (б)

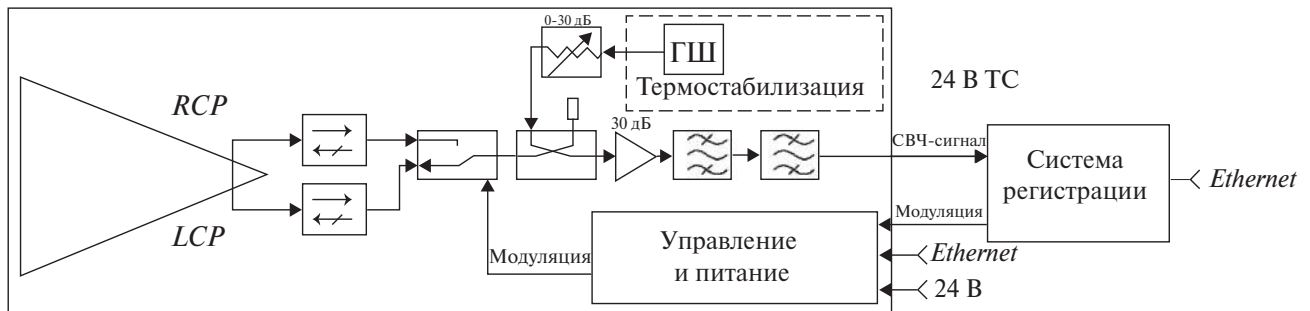


Рис. 3. Функциональная схема радиометра

МАНW001040-03 производства НПФ “Микран” поочередно поступают сигнал, соответствующий правой круговой поляризации (RCP), сигнал, соответствующий левой круговой поляризации (LCP), и их сумма (RCP+LCP). В четвертый такт поступает калибровочный сигнал от генератора шума (ГШ), вводимый через направленный ответвитель, при этом сигналы с облучателя блокируются полным закрытием переключателя. Генератор шума М41318 производства НПП “Исток”, работающий на лавинно-пролетном диоде, используется для абсолютной калибровки приемника, а также как эталонный источник шума для реализации модуляционного радиометра. В модуляционном режиме работы для уменьшения влияния нестабильности коэффициента усиления радиометра при дальнейшей обработке вычисляются разности выходных сигналов приемника от антенны и от генератора шума.

В схеме ПС предусмотрено управление уровнем генератора шума, которое осуществляется с помощью перестраиваемого аттенюатора. Для

формирования полосы сигнала используются сборки фильтров нижних и верхних частот разработки ИПА РАН. Полоса пропускания фильтров по уровню -3 дБ составляет 2.72–2.87 ГГц. Ослабление на частоте 2.6 ГГц составляет более 40 дБ, что позволяет отсеять помехи от стандарта 4GLTE и не допустить перегрузки системы регистрации. Термостабилизация предусмотрена только для генератора шума как наиболее чувствительного элемента приемной системы. Источники питания для системы термостабилизации и исполнительная схема размещаются вне фокального контейнера. Основные характеристики приемной системы представлены в табл. 1.

Плата управления и питания предназначена для электропитания узлов приемной системы, распределения модуляции, а также для дистанционного управления всеми функциями аппаратуры приемной системы и контроля основных параметров их работы с целью диагностики неисправностей. В частности, функционал системы управления включает в себя:

- контроль потребляемого тока и напряжений питания маломощных усилителей;
- управление и контроль состояния управляемых аттенюаторов;
- управление и контроль состояния р–i–п-переклювателя;
- управление режимами работы приемной системы, в том числе ГШ;
- контроль питания ГШ;

- контроль температуры (облучателя, усилительного тракта, ГШ и интерфейсного фланца);
- контроль температуры и влажности окружающей среды.

Управление ПС осуществляется по интерфейсу Ethernet 10/100 от компьютера оператора с помощью программы управления приемной системой солнечного радиотелескопа. Вид интерфейса пользователя указанной программы представлен на рис. 4.

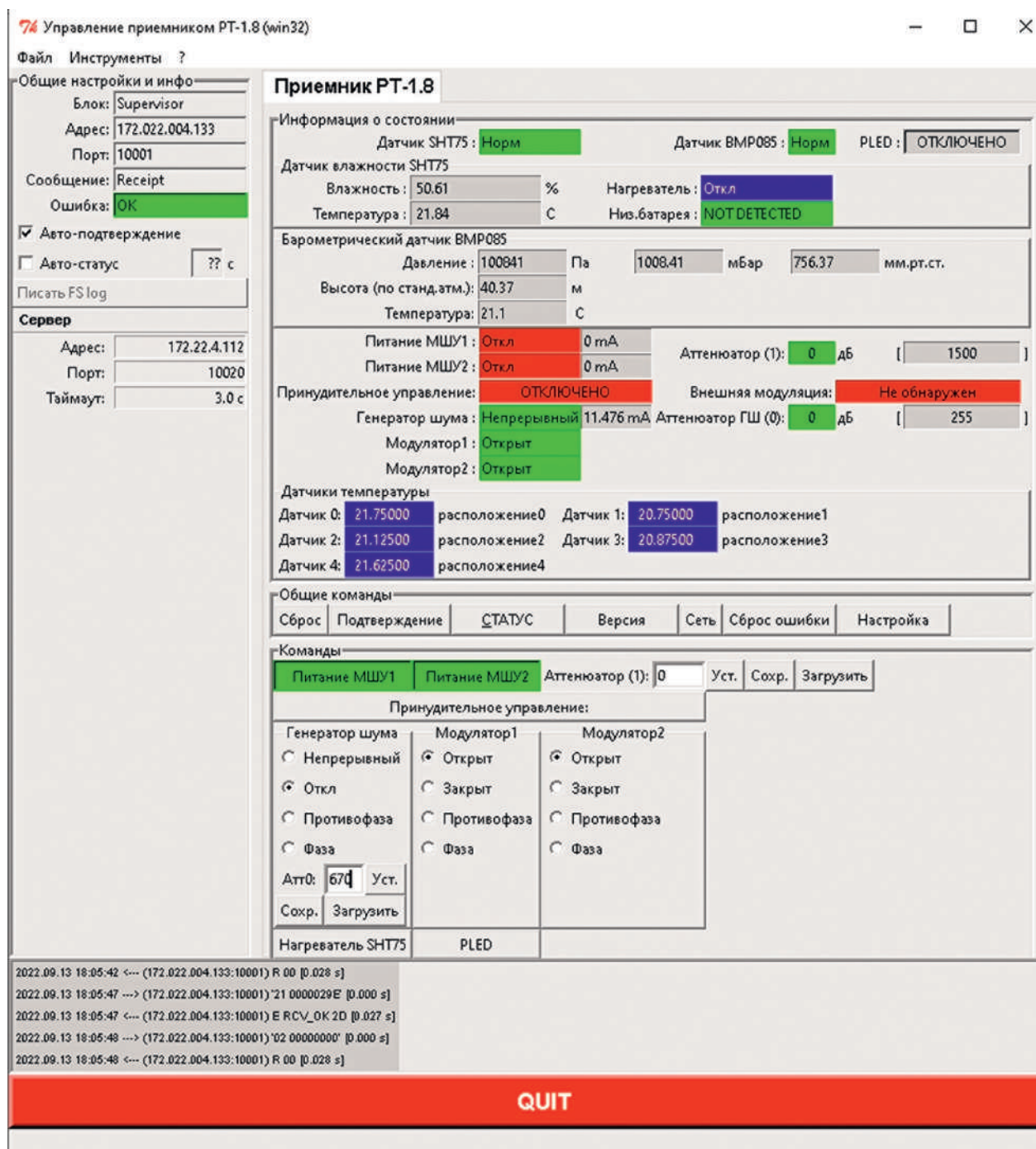


Рис. 4. Интерфейс пользователя программы управления приемной системой

3. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ

Система регистрации обеспечивает преобразование СВЧ-сигналов от приемной системы в поток цифровых данных. Для измерения солнечных всплесков радиометр должен иметь широкий динамический диапазон [6], более 30 дБ. В качестве системы регистрации для солнечного радиометра удобно использовать программно-определяемую радиосистему SDR [7]. В данной работе было использовано программно-определяемое устройство фирмы National Instruments USRP-2922, обеспечивающее широкополосную обработку сигналов (полоса составляет 25 МГц) в широком динамическом диапазоне. Программно-определяемое устройство выполняет также функцию генерации тактового сигнала для управления переключателем. Управление и сбор данных осуществляются по интерфейсу Ethernet.

Сигнал от приемной системы подается на вход приемного канала Rx устройства USRP [8], усиливается с регулируемым коэффициентом усиления и преобразуется в область нулевых частот с помощью квадратурного демодулятора с перестраиваемым гетеродином (настроенным на частоту 2800 МГц). Далее I/Q-компоненты сигнала оцифровываются с частотой 25 Мвыб/с и разрешением 16 бит в режиме реального времени. Цифровой поток данных передается по интерфейсу 1 Gb Ethernet на компьютер, где данные обрабатываются, визуализируются и записываются в файл с помощью разработанной программы регистрации. Интерфейс пользователя разработанной программы регистрации данных представлен на рис. 5.

В программе регистрации вычисляется спектр сигнала, оцифрованного с частотой 25 Мвыб/с, проводится цифровая фильтрация помех, осу-

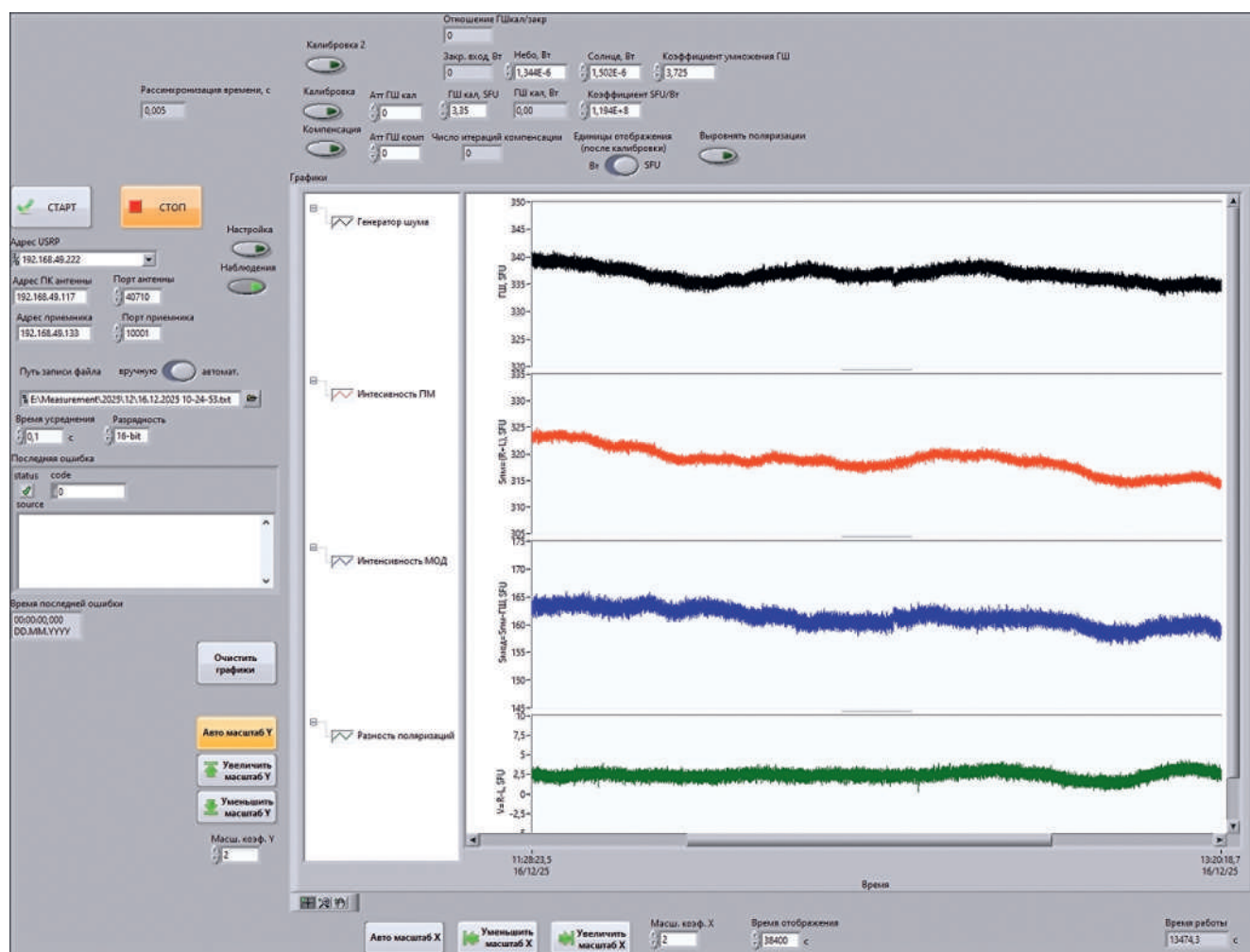


Рис. 5. Интерфейс пользователя программы регистрации данных радиометра. На графиках сверху вниз представлены: сигнал от генератора шума, интенсивность излучения в режиме полной мощности, интенсивность излучения в модуляционном режиме, разность поляризации излучения

ществляется синхронное детектирование сигналов при разных положениях переключателя (ГШ, RCP, LCP, RCP+LCP) длительностью 1 мс для каждого положения переключения, полный период цикла составляет 4 мс. Данные накапливаются отдельно для каждого канала в пределах интервала 0.1 с (время накопления одного канала 25 мс). В файл записываются как значения измеренных сигналов ГШ, RCP, LCP, физической суммы поляризаций (при открытии двух р–i–n-диодов модулятора), так и вычисленные в реальном времени значения математической суммы поляризации (полная интенсивность излучения), разность интенсивности и ГШ (реализуется модуляционный радиометр), а также разность поляризаций. На экран пользователя (рис. 5) выводятся 4 графика: сигнал ГШ, интенсивность излучения в режиме полной мощности, интенсивность излучения в модуляционном режиме, разность поляризаций (параметр Стокса V). Время усреднения сигнала может быть выбрано пользователем кратным 0.1 с.

Для синхронизации переключателя в приемной системе и системе регистрации используется канал передатчика Tx USRP [8] для формирования цифровых сообщений (длительностью 80 мкс и периодом 1 кГц) для системы управления, управляющей положением переключателя. Сигнал выводится после цифро-аналогового преобразователя перед смесителем, далее он подается на операционный усилитель, дополни-

тельно установленный в USRP (рис. 6), и передается по кабелю на систему управления приемником.

Для устранения влияния гетеродина USRP-2922 на приемную систему регистрации мы разместили ее в экранированном корпусе (см. рис. 6) в подзеркальном пространстве радиотелескопа. Также гармоника гетеродина исключается программно путем приравнивания мощности нулю на участке спектра шириной 1.5 МГц, содержащего гармонику.

Коэффициент усиления $G_{\text{рег}}$ усилителя в системе регистрации задается в программе регистрации оператором и может изменяться

Таблица 2. Основные характеристики системы регистрации

Параметр	Значение	
	$G_{\text{рег}} = 0$	$G_{\text{рег}} = 31.5$ дБ
Ширина полосы частот, МГц	25	
Разрядность АЦП, бит	16	
Коэффициент усиления, дБ	10	41.5
Шумовая температура, К	$250 \cdot 10^3$	623
Точка 1-дБ компрессии по входу, дБм	0	–31.5
Точка 1-дБ компрессии по выходу, дБм	10	
Динамический диапазон, дБ	72	64

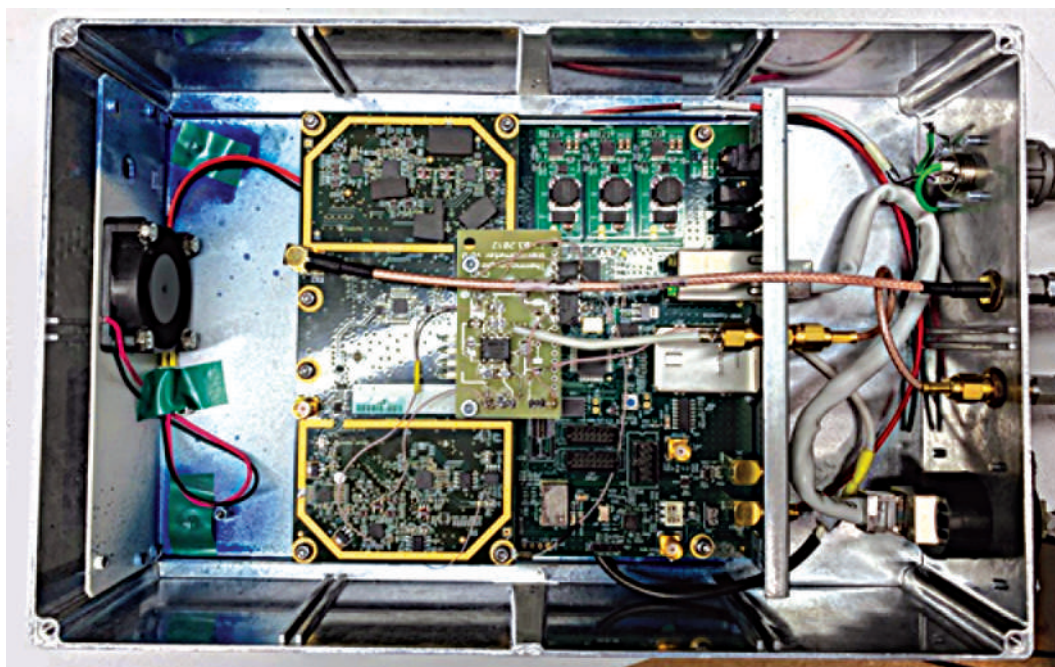


Рис. 6. Система регистрации в экранированном корпусе (без крышки)

в пределах от нуля до 31.5 дБ. Основные характеристики системы регистрации при минимальном и максимальном коэффициентах усиления представлены в табл. 2. Шумовая температура системы регистрации $T_{\text{рег}} = 623$ К при $G_{\text{рег}} = 31.5$ дБ, тогда при коэффициенте усиления приемника $G_{\text{пр}} = 28.5$ дБ и шумовой температуре $T_{\text{пр}} = 450$ К (см. табл. 1) вклад $T_{\text{рег}}$, пересчитанный на вход приемника, составляет не более 1 К.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИОМЕТРА

Приемная система и система регистрации были собраны вместе и образовали радиометр.

Для измерения амплитудно-частотной и передаточной характеристик радиометра на вход переключателя приемной системы (до подключения облучателя) подавался сигнал от генератора сигналов. Измерялись уровни сигналов на выходе системы регистрации при изменении частоты и мощности генератора в автоматическом режиме. На рис. 7 представлены амплитудно-частотная характеристика радиометра при заданном коэффициенте усиления системы регистрации $G_{\text{рег}} = 31.5$ дБ и передаточная характеристика при $G_{\text{рег}} = 0$.

Шумовая температура радиометра вместе с подключенным облучателем измерялась методом двух отсчетов. На вход облучателя устанавливалась широкоапертурная согласованная нагрузка, представляющая собой радиопоглощающий материал, помещенный в емкость для заполнения жидким азотом. Уровни выходных сигналов радиометра измерялись при “теплой” и “холодной” нагрузках на входе облучателя.

В табл. 3 сведены основные характеристики радиометра при минимальном и максимальном

коэффициентах усиления системы регистрации. Полоса частот радиометра Δf определяется шириной полосы частот системы регистрации и по уровню -3 дБ составляет 2789–2811 МГц (рис. 7), временное разрешение $t = 0.1$ с. Максимальный коэффициент усиления радиометра $G_{\text{рад}}$ составляет 70 дБ, при нем достигаются наименьшая шумовая температура радиометра $T_{\text{рад}} = 450$ К и динамический диапазон 39 дБ. При минимальном усилении радиометра $G_{\text{рад}} = 38.5$ дБ достигается наибольший динамический диапазон 67 дБ, однако шумовая температура возрастает из-за роста вклада шума системы регистрации. Для измерения солнечных вспышек достигается требуемый динамический диапазон радиометра более 30 дБ.

Таблица 3. Основные характеристики радиометра

Параметр	Значение	
	$G_{\text{рег}} = 0$	$G_{\text{рег}} = 31.5$ дБ
Полоса частот, МГц	2789–2811	
Временное разрешение, с	0.1	
Коэффициент усиления, дБ	38.5	70
Шумовая температура, К	850	450
Чувствительность, К	0.85	0.45
Точка 1-дБ компрессии по входу, дБм	–28.5	–60
Точка 1-дБ компрессии по выходу, дБм	10	
Минимальная мощность по входу, дБм	–96	–99
Минимальная мощность по выходу, дБм	–57	–29
Динамический диапазон, дБ	67	39

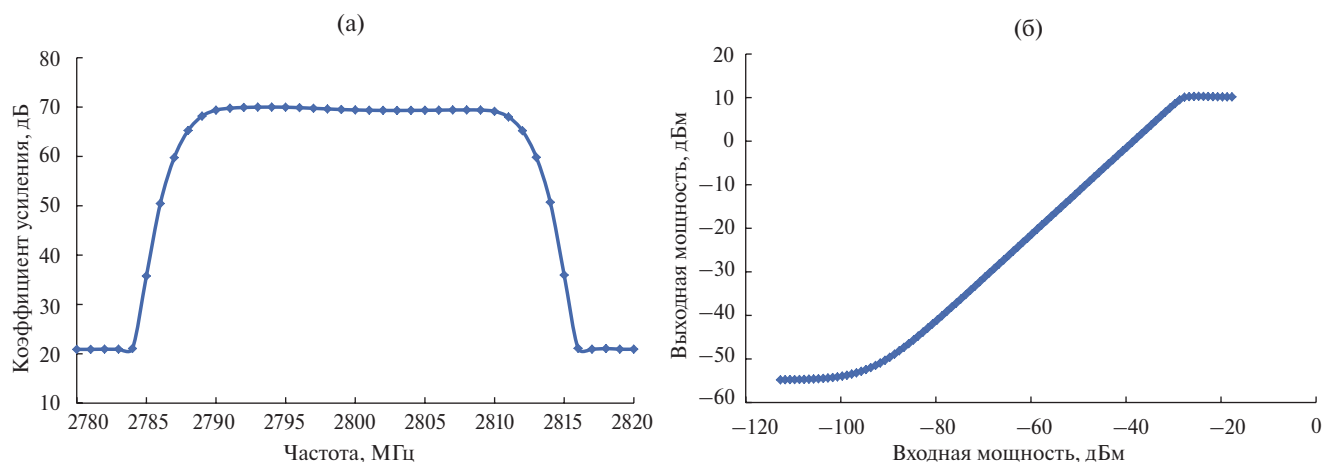


Рис. 7. Амплитудно-частотная характеристика (а) и передаточная характеристика радиометра (б)

Чувствительность ΔT радиометра [9] по измерению полной интенсивности солнечного радиозлучения T_C определяется по формуле

$$\Delta T = \frac{T_{\text{рад}} + T_C}{\sqrt{2\Delta f\tau}}.$$

Время усреднения каждого из четырех тактов модуляции составляет $\tau = 0.025$ с. При сложении шумовых сигналов правой и левой поляризации в $\sqrt{2}$ раз увеличивается среднеквадратичное отклонение шума и в 2 раза увеличивается полезный сигнал, поэтому чувствительность полной интенсивности в $\sqrt{2}$ раз лучше, чем канала одной поляризации. Чувствительность радиометра при отсутствии излучения Солнца в режиме полной мощности при временном разрешении 0.1 с составляет 0.45 К. На радиотелескопе РТ-1.8 при наведении на Солнце минимальная шумовая температура системы составляет 1000 К, а чувствительность 1 К.

В модуляционном режиме из сигнала полной интенсивности от антенны вычитается сигнал генератора шума, пропускаемый через тот же тракт радиометра. Это позволяет исключить нестабильность коэффициента усиления радиометра, при этом уровни сигналов ГШ и антенны должны иметь одинаковые уровни мощности на выходе ПС. Регулировка достигается подстройкой уровня сигнала ГШ в программе регистрации в автоматическом режиме. Кроме того, в программе регистрации предусмотрена автоматическая калибровка радиометра — привязка мощности сигнала к шкале кельвина по сигналу ГШ, заранее измеренному при определенном значении аттенюатора. Чувствительность радиометра в модуляционном режиме при отсутствии излучения Солнца при временном разрешении 0.1 с составляет 0.8 К.

Для повышения чувствительности радиометра авторы предложили метод цифровой фильтрации опорного сигнала генератора шума перед компенсацией сигнала антенны в модуляционном режиме. На рис. 8 представлен расчет спектральной плотности мощности сигнала ГШ с периодом 0.1 с для интервала времени измерений 25 000 с на радиотелескопе РТ-1.8. На графике 1 (рис. 8) видно, что на частотах выше 0.01 Гц (за время, меньшее 100 с) в сигнале преобладает белый шум, который можно отфильтровать (усреднить) без потерь информации об изменении коэффициента передачи радиометра, поэтому сигнал ГШ предварительно пропускается через цифровой фильтр нижних частот

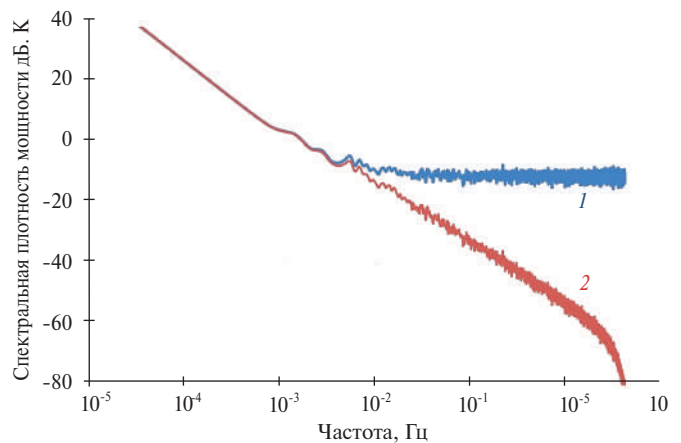


Рис. 8. Спектральная плотность мощности сигнала генератора шума, зарегистрированного с периодом 0.1 с на интервале 25 000 с: 1 — без фильтрации, 2 — с фильтрацией

с частотой среза 0.01 Гц. Спектральной плотности мощности полученного отфильтрованного сигнала ГШ представлена на графике 2 (рис. 8). Такая обработка позволяет снизить флуктуации итогового разностного сигнала антенны и ГШ на коротких временных интервалах, при этом длительные флуктуации коэффициента усиления приемника отслеживаются с помощью ГШ.

На рис. 9 представлены расчеты отклонения Аллана [10 11] выходного сигнала радиометра при направлении радиотелескопа РТ-1.8 на небо в режиме полной мощности, модуляционном режиме и в модуляционном режиме с фильтрацией ГШ. Как видно на рис. 9, на интервалах усреднения до 30 с чувствительность в режиме с фильтрацией ГШ такая же, как в режиме полной мощности, а на интервалах усреднения более 30 с такая же, как в модуляционном

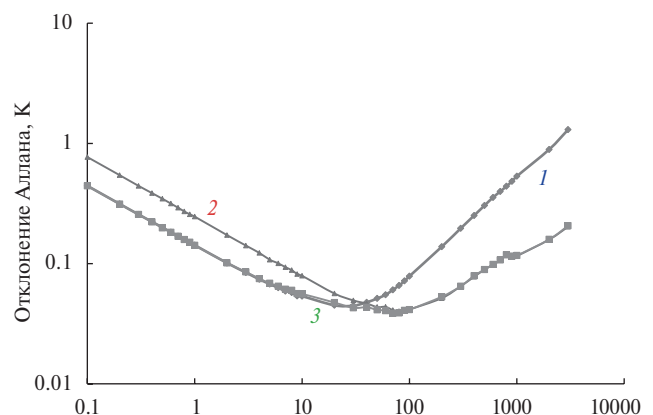


Рис. 9. Отклонение Аллана выходного сигнала радиометра в разных режимах: 1 — режим полной мощности, 2 — модуляционный режим, 3 — модуляционный режим с фильтрацией сигнала генератора шума

режиме. Таким образом, на всех временных интервалах модуляционный режим с цифровой фильтрацией сигнала ГШ показывает лучшую чувствительность. Чувствительность в модуляционном режиме с фильтрацией сигнала ГШ при разрешении 0.1 с составляет 0.45 К, что в 1.7 раза лучше чувствительности в обычном модуляционном режиме без фильтрации.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан радиометр для мониторинга солнечной активности в радиодиапазоне на длине волны 10.7 см. В конце 2022 года радиометр установлен на радиотелескоп РТ-1.8 в Уссурийской астрофизической обсерватории. С начала 2023 года по настоящее время с помощью созданного радиометра проводятся ежедневные наблюдения Солнца с публикацией актуальных данных результатов наблюдений.

Радиометр позволяет измерять интенсивность и разность поляризаций солнечного радиоизлучения в автоматическом режиме. Чувствительность радиометра при временном разрешении 0.1 с составляет 0.45 К при наведении радиотелескопа РТ-1.8 на небо и 1 К при наведении на Солнце. Это дает возможность измерять поток излучения Солнца, меняющийся в течение года в пределах 100–300 солнечных единиц потока (с.е.п.) [2], с чувствительностью от 0.2 с.е.п. Разработанный метод измерений в модуляционном режиме с цифровой фильтрацией сигнала генератора шума позволяет получить такую же высокую чувствительность, как у радиометра полной мощности, на коротких интервалах времени измерения и высокую стабильность на длительных временных интервалах, как у модуляционного радиометра.

Преимуществом разработанного радиометра по сравнению с канадским [12] и корейским [6] аналогами является возможность измерения не только интенсивности, но и поляризации, а также спектров солнечного радиоизлучения

в полосе 25 МГц за счет применения цифровой регистрации сигнала с высокой скоростью 25 Мвыб/с.

Созданный радиометр для мониторинга солнечной активности будет содействовать прогнозированию вспышек и оперативному предупреждению пользователей о солнечных вспышках отечественными средствами независимо от зарубежных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лесовой С.В., Алтынцев А.Т., Кочанов А.А. и др. Солнечно-земная физика. 2017. Т. 3 № 1. С. 3. <http://doi.org/10.12737/24347>
2. Space Weather Canada. Solar radio flux. <https://spaceweather.ca/forecast-prevision/solar-solaire/solarflux/sx-5-flux-en.php>
3. Богод В.М., Стороженко А.А., Тлатов А.Г. и др. Космические исследования. 2021. Т. 59. № 2. С. 102. <http://doi.org/10.31857/S0023420621020023>
4. Кузьменко И.В., Михалина Ф.А., Канустин Б.А. Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. LI. № 12. С. 1005. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=11839178>
5. Зотов М.Б., Быков В.Ю., Векшин Ю.В. и др. Труды ИПА РАН. 2022. № 61. С. 38. <http://doi.org/10.32876/AplAstron.61.38-43>
6. Yun Y., Park Y.-S., Kim C.-H. et al. J. Korean Astron. Soc. 2014. V. 47. P. 201. <http://doi.org/10.5303/JKAS.2014.47.6.201>
7. Иванов Е.Ф., Губин А.В., Лесовой С.В., Эстрада Р.-С. Солнечно-земная физика. 2019. № 4. С. 26. <http://doi.org/10.12737/szf-54201903>
8. USRP-2922 Features <https://www.ni.com/docs/en-US/bundle/usrp-2922-feature/page/block-diagram.html>
9. Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973.
10. Riley W.J. Handbook of Frequency Stability Analysis. NIST Special Publication 1065, 2008.
11. Vekshin Yu.V., Lavrov A.P. Lecture Notes in Computer Science. 2016. V. 9870. P. 648. http://doi.org/10.1007/978-3-319-46301-8_56
12. Tapping K.F. Space Weather. 2013. V. 11. № 7. P. 394. <http://doi.org/10.1002/swe.20064>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 520.64

ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ЭЛСПЕК ДЛЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ КОСМИЧЕСКИХ МИССИЙ

© 2026 г. А. И. Петух*, Д. А. Моисеенко, А. А. Матюхин,
Р. Н. Журавлев, А. Ю. Шестаков, О. Л. Вайсберг

*Институт космических исследований Российской академии наук
Российская Федерация, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32*

** E-mail: a_petukh@cosmos.ru*

Поступила в редакцию 10.10.2025

После доработки 05.12.2025

Принята к публикации 12.01.2026

Описывается конструкция перспективного спектрометра электронов, разрабатываемого для проекта “Венера-Д” и предназначенного для регистрации параметров функции распределения электронов на орбитах искусственного спутника Венеры. Спектрометр также может использоваться для регистрации параметров космической плазмы на борту других околоземных и межпланетных космических аппаратов. Демонстрируются результаты лабораторных испытаний прототипа спектрометра, изготовленного с использованием аддитивных технологий. Прибор обладает энергетическим разрешением 6.5 %, полем зрения 160° по азимутальному углу и 6° по полярному углу, азимутальное разрешение составляет до 10°. Полученные результаты подтверждают достижимость заявленных характеристик прибора и демонстрируют применимость аддитивных технологий для создания прототипов плазменных спектрометров.

DOI: 10.7868/S3034564226020138

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронный спектрометр (ЭЛСПЕК) предназначен для регистрации параметров функции распределения электронов в пространстве скоростей в диапазоне энергий от 10 эВ до 15 кэВ в широком диапазоне полярных и азимутальных углов. Спектрометр может выполнять задачи по измерению высыпаний электронов в авроральном овале, исследованию параметров плазмы в магнитосфере Земли и мониторингу электронной составляющей солнечного ветра. Кроме того, он может быть использован для исследования параметров электронов на орбите Луны и на ее поверхности с целью изучения взаимодействия спутника Земли с солнечным ветром, мини-магнитосфер — лунных магнитных аномалий — и взаимодействия Луны с магнитосферой Земли. Анализатор также применим для изучения взаимодействия солнечного ветра с плазменными оболочками планет солнечной

системы. В частности, ЭЛСПЕК входит в состав плазменного комплекса миссии “Венера-Д”. В цели спектрометра входит анализ структуры и динамики наведенной магнитосферы планеты в зависимости от солнечной активности, в том числе исследование процессов пересоединения и ускорения частиц на границах магнитосферы и в магнитосферном хвосте [1].

В данном исследовании показана реализация технологии аддитивного производства для быстрого прототипирования космического плазменного анализатора ЭЛСПЕК. В космических исследованиях критически важны стоимость миссий и скорость производства приборов. Уменьшение трат на разработку исследовательских аппаратов достигается путем снижения массы полезной нагрузки или объединения нескольких устройств в одно универсальное [2]. В свою очередь, ускорение разработки приборов требует принципиально новых подходов быстрого производства и проектирования. Технологии быстрого произ-

водства могут быть реализованы, в том числе благодаря 3D-печати. В последнее время наблюдается рост интереса к аддитивному производству приборов, предназначенных для эксплуатации в космосе, включая плазменные анализаторы. Среди статей, посвященных теме аддитивного производства таких устройств, можно выделить публикацию, описывающую электростатическую оптику плазменного анализатора, напечатанного на 3D-принтере [3]. Устройство было сделано из полиэфирэфиркетона, его электроды — с добавлением в полиэфирэфиркетон углеродных нанотрубок. Полимолочная кислота также применяется в аддитивном производстве космических приборов. Она использовалась для изготовления квадрупольного масс-анализатора, проводящие элементы которого созданы с помощью легирования полимолочной кислоты наночастицами меди [4]. Также она была применена для производства рефлектрона масс-анализатора с лазерной абляцией и ионизацией [5].

Настоящая работа демонстрирует возможность использования аддитивных технологий для ускорения процессов разработки и производства электронного спектрометра. Приводятся характеристики прибора: энергетический диапазон, поле зрения, энергетическое и угловое разрешение, геометрический фактор.

2. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОМЕТРА ЭЛЕКТРОНОВ

Для моделирования электростатической оптики спектрометра электронов использовалось программное обеспечение SIMION 8. Существуют две конфигурации анализатора ЭЛСПЕК — с широким и узким полями зрения. Прибор с широким полем зрения предназначен для изучения плазменного окружения планет и тел Солнечной системы. Для изучения выбросов электронов в авроральном овале и исследования параметров плазмы в магнитосфере Земли необходимо сканирующее устройство с узким полем зрения. Схема электростатической оптики ЭЛСПЕК в конфигурации с узким полем зрения представлена на рис. 1. Принцип работы электростатической оптики следующий: электроны, проходя через сканирующее устройство 1 и центральную диафрагму 2, попадают в электростатический анализатор 3 и далее корректирующим электродом направляются

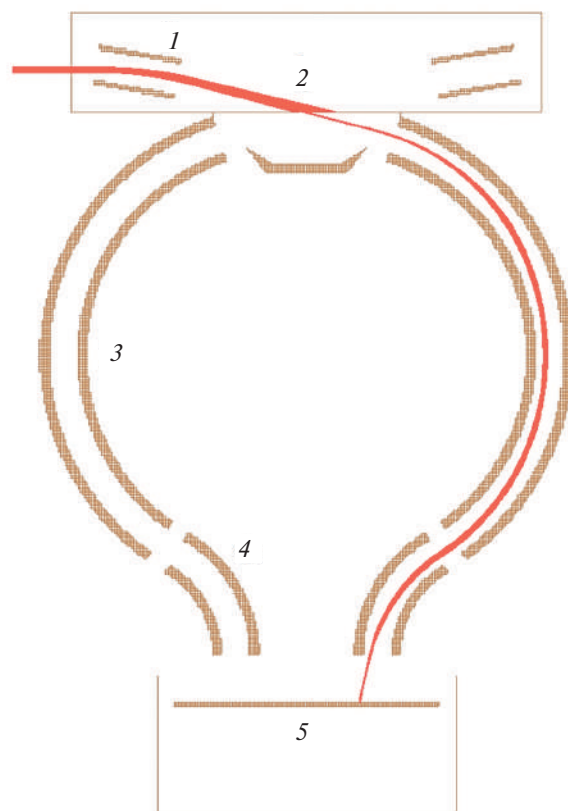


Рис. 1. Структура электростатической оптики спектрометра: 1 — сканирующее устройство, 2 — центральная диафрагма, 3 — тороидальный электростатический анализатор, 4 — корректирующий электрод, 5 — координатно-чувствительный детектор. Красной линией показаны траектории движения заряженных частиц

на координатно-чувствительный детектор на основе микроканальных пластин.

Была проведена модернизация модели ЭЛСПЕК, обладающей широким полем зрения, уточнены ее характеристики. Энергетическое разрешение такой конфигурации спектрометра составляет 6.8 %, поле зрения по полярному углу — 130°, по азимутальному углу — 360° с угловым разрешением 20° и 10° соответственно. Модель прибора с узким полем зрения обладает энергетическим разрешением, составляющим 6.3 %. Поле зрения составляет 2° по полярному углу и 160° по азимутальному. Угловое разрешение электронного спектрометра равно 10° по азимутальному углу и 20° по полярному.

Также был рассчитан геометрический фактор, позволяющий преобразовывать количество электронов, зарегистрированное прибором, в дифференциальный поток энергии измеренной плазмы, этот параметр является мерой чув-

ствительности оптики. Геометрический фактор для модели определен с использованием формулы (1) из работы [6]:

$$GF = \frac{C \Delta Y \Delta Z}{N_{in} E_0^2} \bar{E} \Delta E \cos^2 \bar{\theta} \Delta \theta \Delta \varphi, \quad (1)$$

где C — число электронов, зарегистрированных детектором, $\Delta Y \Delta Z$ — площадь источника, θ , φ — полярный и азимутальный углы падающих электронов, N_{in} — число запущенных детектором частиц; E_0 — энергия, соответствующая максимуму отклика детектора; E — энергия запущенных электронов.

Общий геометрический фактор равен $5.91 \cdot 10^{-4}$ эВ/см²·ср·эВ. Геометрический фактор, проинтегрированный по энергии, составляет $5.91 \cdot 10^{-2}$ см²·ср·эВ.

Была проведена оценка скорости счета анализатора на основе данных из наблюдений дискретных и диффузных полярных сияний. Параметры электронов полярного сияния в первом случае измерялись зондами Van Allen и DMSP-F17 [7]. Максимальный дифференциальный поток электронов в диапазоне энергий 10–1000 эВ составляет 10^{13} см²·с·ср·эВ, минимальный равен 10^8 см²·с·ср·эВ. С учетом геометрического фактора прибора диапазон скорости счета составляет $5.91 \cdot 10^6$ – $5.91 \cdot 10^{11}$ с^{−1}. В ходе измерений спектров дальнего ультрафиолетового диапазона дискретных и диффузных полярных сияний, полученных на спутнике STSAT-1, также были оценены потоки высыпавшихся электронов [8]. Их энергии варьировались от 1 до 15 кэВ. Поскольку величина потока энергии изменяется в диапазоне 10^6 – 10^{10} эВ/с·см²·ср·эВ, ожидаемый диапазон скорости счета составляет $5.91 \cdot 10^2$ – $5.91 \cdot 10^6$ с^{−1}.

3. МАКЕТИРОВАНИЕ И ИСПЫТАНИЯ ПРОТОТИПА ПЛАЗМЕННОГО АНАЛИЗАТОРА

Создание конструкторской модели электростатической оптики и расчет необходимых допусков для дальнейшей печати элементов прибора были проведены в программе КОМПАС-3D. Для макетирования была выбрана конфигурация прибора с полем зрения 160° по азимутальному углу и 2° по полярному, 3D-модель такого спектрометра представлена на рис. 2.

Печать была выполнена с использованием 3D-принтера Elegoo Saturn 4, работающего на основе фотополимерной смолы. Точность

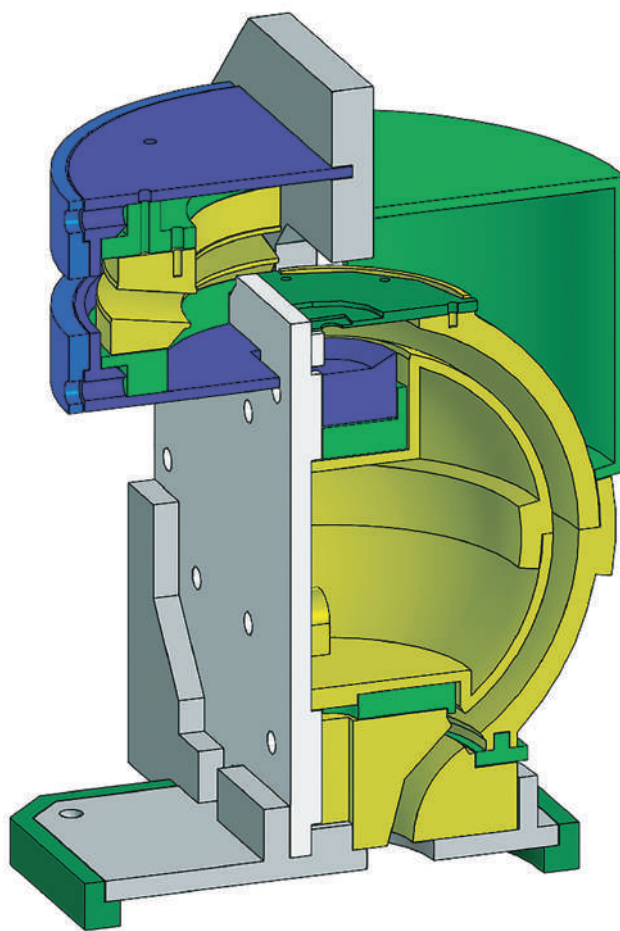


Рис. 2. 3D-модель спектрометра ЭЛСПЕК с узким полем зрения

печати принтера составила 200 мкм. Размеры полученной оптики составили $140 \times 108 \times 156$ мм³. Для обеспечения электропроводности электроды оптики были покрыты графитовой токопроводящей краской. В качестве детектора использовался координатно-чувствительный детектор на основе микроканальных пластин. Собранный прототип спектрометра электронов представлен на рис. 3. Заключительным этапом были функциональные испытания: определены поля зрения, а также угловое и энергетическое разрешение анализатора. Испытания проводились с использованием автоматизированного рабочего места, подробно описанного в работе [9].

Для прототипа спектрометра поле зрения составляет 160° по азимутальному углу, $\pm 3^\circ$ по полярному, нормированная скорость счета детектора в зависимости от полярного и азимутального углов показана на рис. 4. Угловое разрешение по азимутальному углу варьируется от 10 до 20° в зависимости от используемой диа-

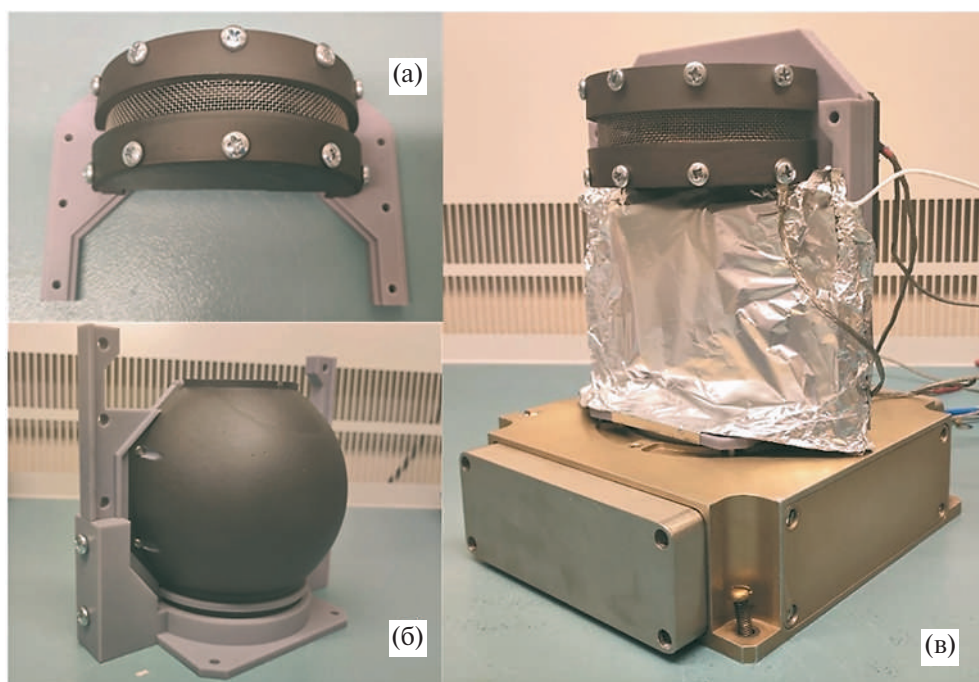


Рис. 3. Прототип спектрометра электронов ЭЛСПЕК: а – сканирующее устройство, б – электростатический анализатор, в – собранный модуль оптики

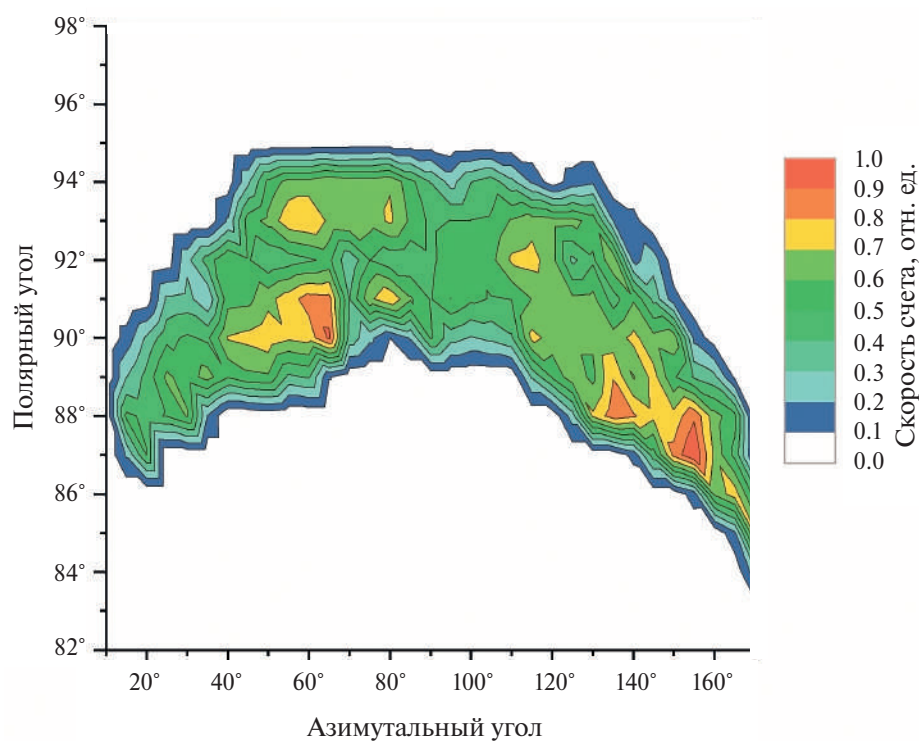


Рис. 4. Нормированная скорость счета детектора в зависимости от полярного и азимутального углов

фрагмы, полученные результаты представлены на рис. 5. Энергетическое разрешение составило 6.5 %, оно отображено на рис. 6. При проведении проверки $\Delta E/E$ использовался источник заряженных частиц с разбросом энергий пучка

$\Delta E/E \leq 2\%$ и стабильностью потока после прогрева лучше 3 %. В ходе проведенных испытаний показано, что расчетные и экспериментальные характеристики совпадают с хорошей точностью. Сравнение расчетных и экспериментально

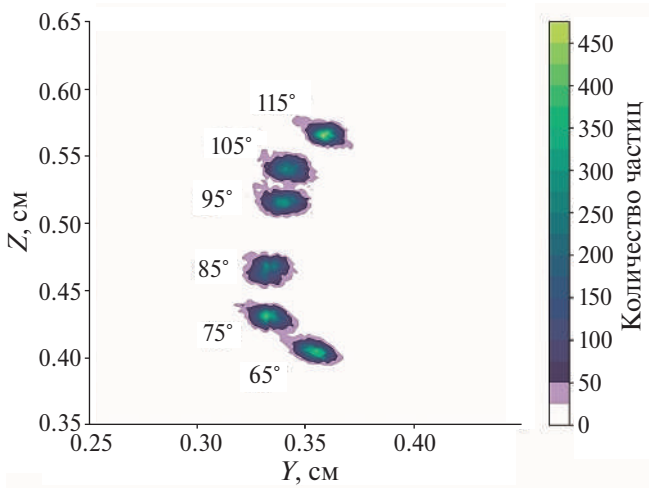


Рис. 5. Угловое распределение электронов по азимутальному углу прототипа ЭЛСПЕК для диафрагмы 1 мм

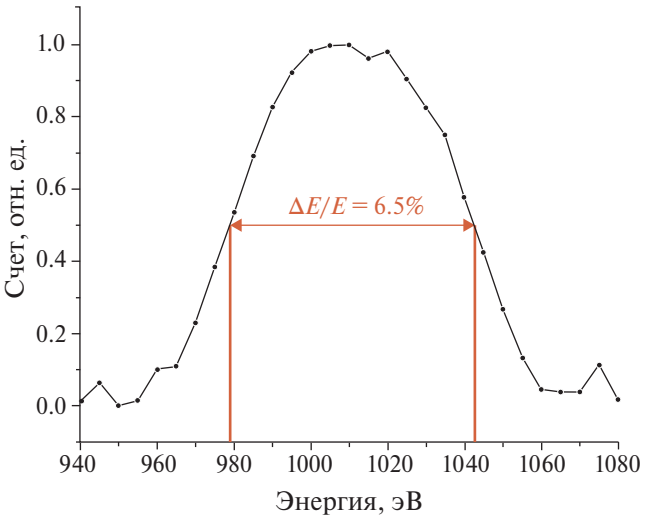


Рис. 6. Энергетическое разрешение спектрометра

полученных характеристик прибора представлено в табл. 1.

Таблица 1. Аналитические характеристики прибора ЭЛСПЕК

Параметр	Расчетные значения	Экспериментальные результаты
Энергетическое разрешение, $\Delta E/E$	6.3 %	6.5 %
Поле зрения по азимутальному углу	160°	
Поле зрения по полярному углу	2°	6°
Угловое разрешение по азимутальному углу	10°	10°–20°*

* В зависимости от используемой диафрагмы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенная работа показала применимость аддитивных технологий для быстрого прототипирования модулей изображающей электростатической оптики плазменных спектрометров: достигнуты заявленные аналитические характеристики, близкие к расчетным значениям, – азимутальное поле зрения 160°, угловое разрешение до 10°, энергетическое разрешение $\Delta E/E = 6.5\%$.

Проведенные работы по определению аналитических характеристик прибора позволили подтвердить корректность функционирования разработанной ранее компьютерной модели спектрометра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Моисеенко Д.А., Вайсберг О.Л., Петух А.И., Журавлев Р.Н. Космические исследования. 2024. Т. 62. № 6. С. 655.
<https://doi.org/10.31857/S0023420624060098>

2. Desai M.I., Ogasawara K., Ebert R.W., McComas D.J., Allegrini F., Weidner S.E., Alexander N., Livi S.A. Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. № 5. P. 054501.
<https://doi.org/10.1063/1.4921706>

3. Larrick Q., Pollock C., Hampton D., Avakov L., Gershman D., Thorsen D., Shipman G., Atencio J., Melkomukov A. Rev. Sci. Instrum. 2024. V. 95. № 11. P. 114503.
<https://doi.org/10.1063/5.0219571>

4. Diaz A., Velasquez-Garcia L.F. IEEE Trans. Instrum. Meas. 2024. V. 73. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2024.3372214>

5. Riedo A., Schmidt P.K., Boeren N.J., Gruchola S., Knecht L.N., Tulej M., Wurz P.J. Anal. At. Spectrom. 2025. V. 40. № 6. P. 1469.
<https://doi.org/10.1039/D4JA00392F>

6. Collinson G.A., Dorelli J.C., Avakov L.A. et al. Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 033303.
<https://doi.org/10.1063/1.3687021>

7. Ai X.Y., Ren J., Zong Q.G., Hao Y.X., Feng Z.J., Xiang T.Y. J. Geophys. Res.: Space Phys. 2025. V. 130. № 6. P. e2025JA033878.
<https://doi.org/10.1029/2025JA033878>

8. Lee C.N., Min K.W., Lee J.J. et al. J. Geophys. Res.: Space Phys. 2010. V. 115. P. A09223.
<https://doi.org/10.1029/2009JA015071>

9. Моисеенко Д.А., Вайсберг О.Л., Шестаков А.Ю. и др. ПТЭ. 2019. Т. 3. № 83. С. 52.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020265>

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

УДК 52.08

ИМИТАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ПРИ НАЗЕМНОЙ КАЛИБРОВКЕ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ

© 2026 г. Н. П. Семена*, А. Ю. Ткаченко, М. В. Бунтов, А. Г. Глушенко,
А. В. Кривченко, М. В. Кузнецова, В. В. Левин, В. А. Липилин, А. А. Лутовинов,
С. В. Мольков, В. Н. Олейников, А. А. Ротин, Д. В. Сербинов**, А. Л. Яскович

*Институт космических исследований Российской академии наук
Российская Федерация, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32*

* E-mail: semena@cosmos.ru

** E-mail: serbinov@cosmos.ru

Поступила в редакцию 14.10.2025

После доработки 17.11.2025

Принята к публикации 19.12.2025

Статья посвящена вопросам калибровки космического рентгеновского телескопа ART-XC, функционирующего в космосе с 2019 г. Это первый зеркальный рентгеновский телескоп в России. Новизна этого телескопа потребовала разработки новых методов и средств для его калибровки. Описаны методология, процедура и результаты калибровки телескопа, а также испытательный стенд для ее проведения. Представлены результаты обработки наблюдений телескопом некоторых астрофизических источников, полученные на основании проведенной калибровки.

DOI: 10.7868/S3034564226020146

1. ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновская астрономия является одним из бурно развивающихся направлений астрофизики. Именно в рентгеновском диапазоне электромагнитного спектра излучение систем с черными дырами и нейтронными звездами, галактик и скоплений галактик несет существенную информацию о самых высокоэнергетических событиях Вселенной.

Вместе с тем, даже регистрация рентгеновских фотонов, а тем более построение изображений в этом диапазоне энергий, представляют собой очень сложную задачу. Поэтому первые рентгеновские инструменты представляли собой пропорциональные газовые счетчики с коллиматорами, ограничивающими поле зрения инструмента (см., напр., [1]). Следующим шагом на пути улучшения чувствительности и углового разрешения рентгеновских инструментов

стало создание телескопов с кодирующей апертурой и заменой газовых детекторов на сцинтилляционные или полупроводниковые (см., напр., [2–4]). Одновременно с этим велись разработки телескопов с зеркалами косоугольного падения, способными строить прямые изображения неба в рентгеновской области спектра с точностью до нескольких угловых секунд дуги и имеющими на несколько порядков лучшую чувствительность, чем упомянутые выше инструменты (см. обзор [5] и ссылки там).

Технологии создания рентгеновских зеркальных систем чрезвычайно сложны, и в настоящее время изготавливать зеркальные рентгеновские телескопы способны очень немногие наиболее технологически развитые страны. В 2019 г. к этим странам присоединилась и Россия, после того как было закончено создание и осуществлен запуск в точку либрации L2 системы Солнце–Земля первого российского зеркального рентге-

новского телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского [6] в составе космической обсерватории “Спектр-РГ” [7].

Технология изготовления рентгеновских зеркал была освоена Российским федеральным ядерным центром (РФЯЦ–ВНИИЭФ), который изготовил комплект зеркал для образца телескопа, предназначенного для наземных испытаний. Для сокращения времени изготовления к работам был привлечен Центр космических полетов им. Дж. Маршала (George Marshall Space Flight Center), в котором параллельно был изготовлен комплект зеркал для летного образца телескопа.

Отсутствие отечественного опыта изготовления таких инструментов потребовало не только разработки новых технологий производства его составных частей, но и создания новой экспериментальной базы и новых методик, позволяющих проводить калибровку телескопа.

Настоящая статья посвящена наземному испытательному калибровочному стенду, созданному в Институте космических исследований РАН (ИКИ РАН) для проведения калибровок ключевых элементов телескопа ART-XC обсерватории “Спектр-РГ”. Описаны проблемы калибровки и возможные пути их решения. Продемонстрирован облик стенда, представлены его характеристики и некоторые результаты применения стенда для калибровок телескопа.

2. ПРИНЦИП КАЛИБРОВКИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЗЕРКАЛЬНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ

К типичным астрофизическим объектам, наблюдаемым в рентгеновской области спектра, относятся активные ядра галактик, квазары, вспышки сверхновых и их остатки, черные дыры, нейтронные звезды, скопления галактик, в которых или вблизи которых благодаря огромным массам, температурам, давлениям или магнитным полям, происходят процессы с колоссальным энерговыделением, сопровождающиеся излучением в рентгеновском и гамма-диапазонах.

В идеальном случае для решения задач калибровок космического рентгеновского телескопа в наземной установке должны быть воспроизведены параллельность потока, имитирующая удаленность наблюдаемого объекта в бесконечность, абсолютный энергетический спектр

объекта и динамика его изменения во времени, имитирующая переменность излучения объекта. Однако даже приближенная имитация всех характеристик рентгеновских астрофизических источников в наземных условиях невозможна. Во-первых, чрезвычайно ограничены инструменты для пространственного преобразования рентгеновского излучения. Во-вторых, отсутствуют искусственные источники излучения, которые могли бы генерировать спектр реальных рентгеновских астрофизических объектов. Поэтому облик установки для калибровки рентгеновского телескопа основан на компромиссных технических решениях, позволяющих упростить имитацию за счет учета конструкции телескопа и разделения задачи калибровки телескопа на отдельные подзадачи калибровки его составных частей. Это, в свою очередь, позволяет обойтись имеющимися ограниченными средствами работы с рентгеновским излучением.

Влияние конструкции телескопа на требования к имитации рентгеновского излучения можно оценить на примере зеркального рентгеновского телескопа ART-XC, который имеет конструкцию, типичную для всех современных рентгеновских зеркальных телескопов.

Телескоп ART-XC содержит семь независимых модулей, ориентированных соосно, каждый из которых содержит рентгеновскую зеркальную систему (РЗС), выполненную по оптической схеме Wolter-1 [8] (рис. 1а, б), и узел рентгеновского детектора [9]. Оптическая схема Wolter-1 основана на эффекте получения значимой отражательной способности ρ рентгеновского излучения зеркальной поверхностью при малых углах скольжения θ между направлением излучения и зеркальной поверхностью (рис. 1в).

В схеме Wolter-1 используются вложенные друг в друга соосные осесимметричные оболочки с внутренней зеркальной поверхностью, имеющей двойной профиль параболы — гиперболы (рис. 1б). При этом мнимый фокус гиперболы совпадает с фокусом параболы. Приемник излучения установлен в действительном фокусе гиперболы. Первое отражение осуществляется от верхней параболоидной части оболочки, второе — от нижней гиперболоидной части. Рентгеновская зеркальная система одного модуля телескопа содержит 28 таких коаксиальных оболочек с различными диаметрами и совмещенными фокусами. В общем фокусе оболочек расположен узел рентгеновского детектора.

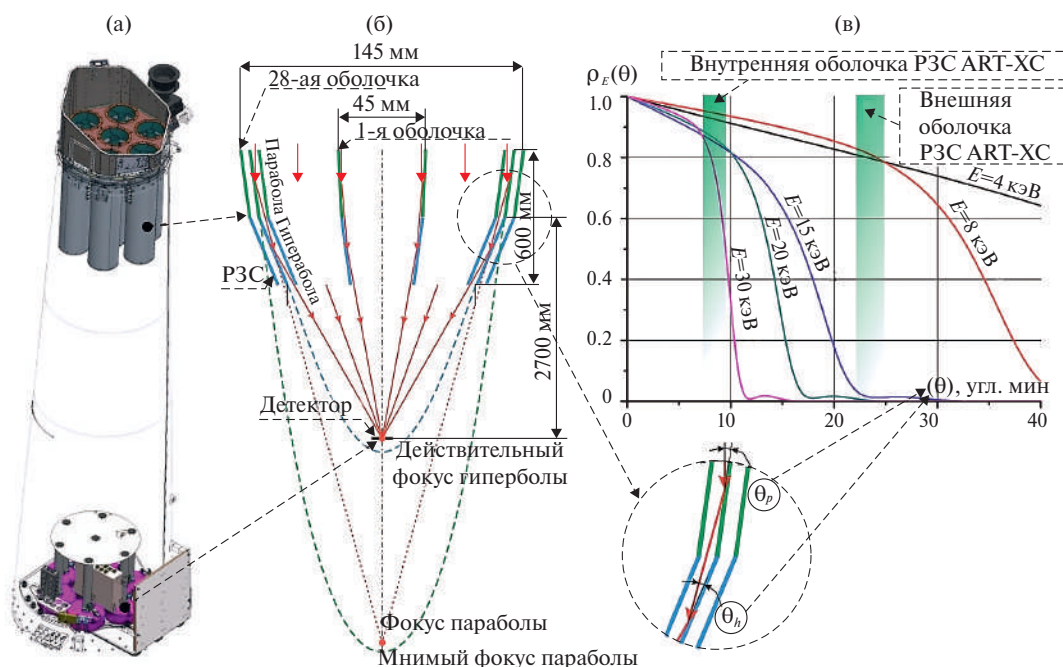


Рис. 1. Компоновка телескопа ART-XC из семи модулей (а), принцип работы оптической схемы одного модуля телескопа и его некоторые физические размеры (б), зависимость отражательной способности зеркальной поверхности от угла скольжения фотона с разными энергиями (в)

Конструкция телескопа позволяет проводить измерение характеристик каждого модуля телескопа по отдельности и разбить методику калибровок на несколько этапов: калибровка эффективной площади и функции виньетирования РЗС при помощи образцовых приемников излучения, калибровка энергетического разрешения и чувствительности детекторов телескопа при помощи тарированных источников излучения и совместная калибровка пары “РЗС — узел рентгеновского детектора (УРД)” каждого модуля телескопа.

Космический рентгеновский телескоп используется для наблюдения астрофизических источников, поток от которых может считаться параллельным. Для имитации таких наблюдений на Земле необходимо создать квазипараллельный равномерный поток рентгеновского излучения с сечением, достаточным для засветки входной апертуры РЗС. Наиболее простой способ решения этой задачи — удалить точечный источник излучения на максимально возможное расстояние от оптической системы телескопа. При этом, чтобы воздух не ослаблял поток рентгеновского излучения, весь рабочий объем установки должен быть вакуумирован. Для этих

целей используется вакуумный рентгенопровод, имеющий значительную длину и выходной диаметр, не меньший диаметра рабочей зоны.

В качестве источников рентгеновского излучения на Земле используются радионуклидные источники или рентгеновские трубки, спектр которых находится в том же энергетическом диапазоне, что и спектр реального астрофизического источника.

Установка должна быть оснащена устройствами для точного позиционирования элементов модуля телескопа друг относительно друга и самого модуля в целом относительно имитируемого потока. В установке должны иметься образцовые средства измерения параметров рентгеновского излучения.

3. НАЗЕМНЫЙ ИСПЫТАТЕЛЬНЫЙ КАЛИБРОВОЧНЫЙ СТЕНД

На основании описанного выше подхода в ИКИ РАН был создан наземный испытательный калибровочный стенд (НИКС) для испытаний и калибровки телескопа ART-XC. Схема стенда представлена на рис. 2, его основные характеристики приведены в табл. 1.

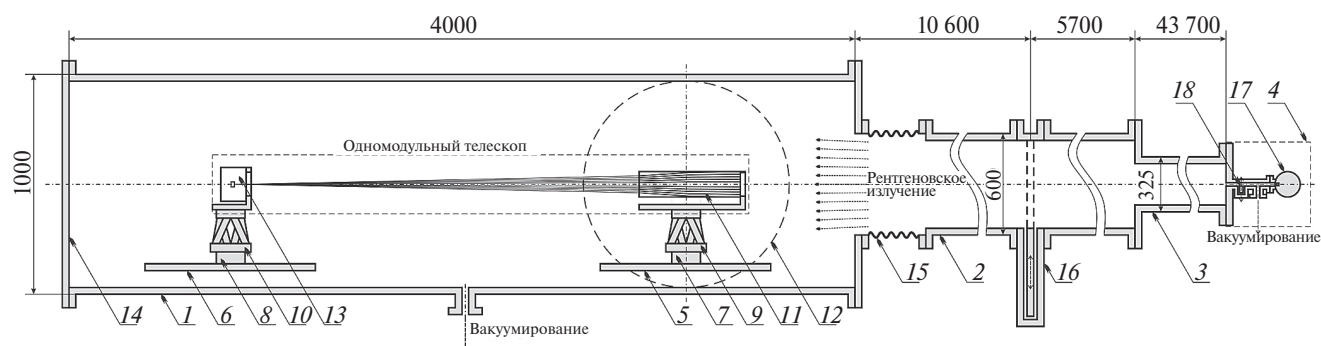


Рис. 2. Схема НИКС

Таблица 1. Основные параметры НИКС

Параметр	Значение
Габариты вакуумной камеры, м ²	4.0 × Ø 1.0
Полная длина рентгенопровода от камеры до отсечного устройства (труба), м	60
Габариты составных частей рентгенопровода, м ²	10.6 × Ø 0.6 5.7 × Ø 0.6 43.7 × Ø 0.325
Диапазон рабочих давлений, мм рт. ст.	10 ⁻¹ – 10 ⁻²
Спиральные форвакуумные насосы: Anest Iwata ISP-1000e, л/мин Anest Iwata ISP-500сб л/мин	1000 500
Примерное время откачки давления от атмосферного до 5 · 10 ⁻² мм рт. ст.: НИКС (камера и рентгенопровод), мин Камера и часть трубы до отсечного устройства, мин	120 80
Источник излучения: рентгеновские трубки Oxford Instruments Series 500: Максимальное напряжение, кВ Максимальный ток, мА Мишени	50 1 Fe, Cu, Cr, W, Mo, Rh
Расходимость рентгеновского пучка для апертуры Ø 0.15 м	± 4.2'
Диаметр рабочей зоны, м	0.4
Гексаподы PI H-850.H2 A, шт. Максимальные линейные перемещения (x, y, z), мм Минимальный шаг, мкм Максимальные углы наклона (θ _x , θ _y , θ _z) Минимальный шаг, мкрад Допустимая нагрузка, кг	2 ± 50, ± 50, ± 25 0.3, 0.3, 0.25 ± 15°, ± 15°, ± 30° 3, 3, 5 250
Newport MTN300PPV6, шт. Максимальные линейные перемещения, мм Минимальный шаг, нм Точность позиционирования, мкм Максимальная скорость, мм/с Допустимая нагрузка, кг	2 300 400 ± 3.0 20 1000
Образцовые приемники излучения: Amptek XR-100-CdTe, мм ² Amptek XR-100-SDD, мм ² Amptek XR-100-SDD, мм ² PI-MTE (Princeton Instruments)	25 25 (входное окно Be 12.5 мкм) 25 (входное окно C ₂ (Si ₃ N ₄)) Размерность матрицы 2048 × 2048, межпиксельное расстояние 13.5 мкм

При создании НИКС учитывался опыт разработки подобных зарубежных калибровочных стендов. Некоторые из них созданы достаточно давно для телескопов предыдущих поколений. Однако последующая модернизация позволила использовать их для современных зеркальных телескопов. К наиболее известным

рентгеновским обсерваториям и телескопами, для калибровки которых использовались эти стенды, относятся Chandra, ROSAT, XMM-Newton, Swift, Suzaku, eROSITA, IXPE, NICER, Astro-D (ASCA), ASTRO-E, ASTRO-E2 (Suzaku), ASTRO-H (Hitomi). Характеристики данных стендов представлены в табл. 2.

Таблица 2. Основные характеристики некоторых зарубежных стендов, предназначенных для калибровки космических рентгеновских приборов

Стенд	Основные характеристики на 2025 г.	Место размещения, год создания
PANTER X-Ray Test Facility	Длина рентгенопровода 120 м Размеры вакуумной камеры $3.5 \times 12 \text{ м}^2$ Вакуум 10^{-7} мбар Источники излучения (энергия, кэВ): В K_{α} (0.18); Ag L_{β} (3.26); С K_{α} (0.28); Ti K_{α} (4.52); О K_{α} (0.53); Ti K_{β} (4.94); Cu L_{α} (0.93); Cr K_{α} (5.42); Al K_{α} (1.49); Fe K_{α} (6.41); Si K_{α} (1.74); Cu K_{α} (8.06); Ag L_{α} (3.00); Ge K_{α} (9.90)	Институт внеземной физики общества Макса Планка (МРЕ), Гархинг (Германия), 1982 г.
ХАСТ Facility	Длина рентгенопровода 35 м Вакуум 10^{-7} мбар Источники излучения (диапазон длин волн, А): ионный источник с электронной бомбардировкой (1–100); газоразрядный источник с полым катодом (300–1200); газоразрядная ртутная лампа (1100–3000)	Палермская астрономическая обсерватория (АОР) в Национальном институте астрофизики (INAF), 1990 г.
Leicester Long Beamline Test Facility	Длина рентгенопровода 28 м Размеры вакуумной камеры $1.5 \times 2 \text{ м}^2$ Вакуум $5 \cdot 10^{-7}$ мбар Мягкий источник излучения 0.28–4.51 кэВ Жесткий источник излучения примерно до 100 кэВ	Лейстерский университет, Лейстер (Англия)
X-ray and Cryogenic Facility at MSFC (XRCF)	Длина рентгенопровода 518 м Размер вакуумной камеры $7 \times 23 \text{ м}^2$ Вакуум 10^{-7} мбар Источники излучения: точечный ионный источник с электронной бомбардировкой, источник с вращающимся анодом, возможность установки нестандартных источников	Центр космических полетов им. Дж. Маршалла (MSFC NASA), Хантсвилл (США), 1963
100-m X-ray Facility at MSFC	Длина рентгенопровода 100 м Диаметр вакуумной камеры 3 м Вакуум $1.3 \cdot 10^{-7}$ мбар Источники излучения: рентгеновские трубки с анодами из Al и W, поляризованный источник рентгеновского излучения с набором специальных фильтров	Центр космических полетов им. Дж. Маршалла (MSFC NASA), Хантсвилл (США), примерно 1975 г.
100-m X-ray Beamline at NASA GSFC	Длина рентгенопровода 100 м Размеры вакуумных камер: I: $2-3 \times 3 \text{ м}^2$; II: $2-3 \times 9 \text{ м}^2$ Вакуум 10^{-6} мбар Источники излучения: рентгеновские трубки с вращающимся анодом (5–60 кВ, 10–300 мА) Материал анодов: C, Al, Ti, Fe, Cu, Pt, Mo, Ag, W	Центр космических полетов NASA им. Годдарда, Гринтбелт (США), 2010 г.
ISAS 30m X-ray Pencil Beamline	Длина рентгенопровода 30 м Длина вакуумной камеры 11.3 м Источники излучения: рентгеновские трубки (5–60 кВ) Материал анодов: C, Al, Ti, Fe, Cu, Mo, Ag, W, Pt	Институт космических и астронавтических наук (Япония), примерно 1990 г.

Стенд	Основные характеристики на 2025 г.	Место размещения, год создания
INEP 100mX-ray Testing Facility	Длина рентгенопровода 100 м Размер вакуумной камеры $3.4 \times 8 \text{ м}^2$ Вакуум $2 \cdot 10^{-7}$ мбар Источники излучения: многоцелевой источник с набором фильтров 0.2–20 кэВ, монохроматор 1–40 кэВ, модулируемый источник рентгеновского излучения	Институт физики высоких энергий (Китай), 2014 г.

В состав НИКС входят вакуумная камера 1, рентгенопроводы 2, 3 и узел источника рентгеновского излучения 4. Внутри вакуумной камеры размещены две подвижные платформы 5, 6, на которых установлены высокоточные линейные подвижки 7, 8 и гексаподы 9, 10. Это позволяет сформировать оптическую систему одного модуля телескопа ART-XC и ориентировать ее необходимым образом относительно рентгеновского потока. На ближнем к рентгенопроводу гексапode 9 размещается РЗС 11. Для доступа к этой рабочей зоне в вакуумной камере имеется боковая крышка 12. На втором гексапode 10 размещается УРД модуля телескопа 13. Доступ к этой зоне обеспечивается через заднюю крышку камеры 14.

Система подвижек и гексаподов, на которых устанавливаются УРД и РЗС, позволяет совместить оптическую ось РЗС с осью пучка рентгеновского излучения, а затем установить детектор в фокусе РЗС. Диапазон линейного перемещения объектов позиционирования при помощи гексаподов составляет ± 50 мм с точностью позиционирования ± 50 мкм. Диапазон угловых перемещений составляет $\pm 15^\circ$ с точностью $10''$. Линейные подвижки позволяют перемещать оборудование внутри камеры на 300 мм.

Рентгенопровод снабжен сифоном 15 и отсечным устройством 16. Сифон предна-

значен для первоначального ориентирования оси рентгенопровода относительно оси вакуумной камеры при сборке установки. Отсечное устройство позволяет сохранять внутри рентгенопровода вакуум при открытии вакуумной камеры. Длина рентгенопровода (около 60 м) обеспечивает расходимость рентгеновского пучка на входе РЗС ART-XC $\pm 4.2'$.

В состав узла источника рентгеновского излучения, кроме собственно источника 17, входят отсечное устройство 18 и фланец для соединения с системой вакуумирования. Это обеспечивает возможность смены источников рентгеновского излучения без запуска воздуха в рентгенопровод.

В вакуумной камере, рентгенопроводе и узле источника излучения создается вакуум 10^{-2} мм рт. ст. Общий вид вакуумной камеры НИКС и ее внутреннее оснащение представлены на рис. 3. Узел источника рентгеновского излучения изображен на рис. 4.

В качестве источников излучения на стенде используется набор рентгеновских трубок фирмы Oxford Instruments Series 5000 с различными материалами мишени (Fe, Cu, Cr, W, Mo, Rh). Максимальное подаваемое регулируемое напряжение на трубку составляет 50 кВ, максимальный регулируемый ток равен 1 мА. Спектры излучения некоторых используемых в НИКС рентгеновских трубок представлены на рис. 5.

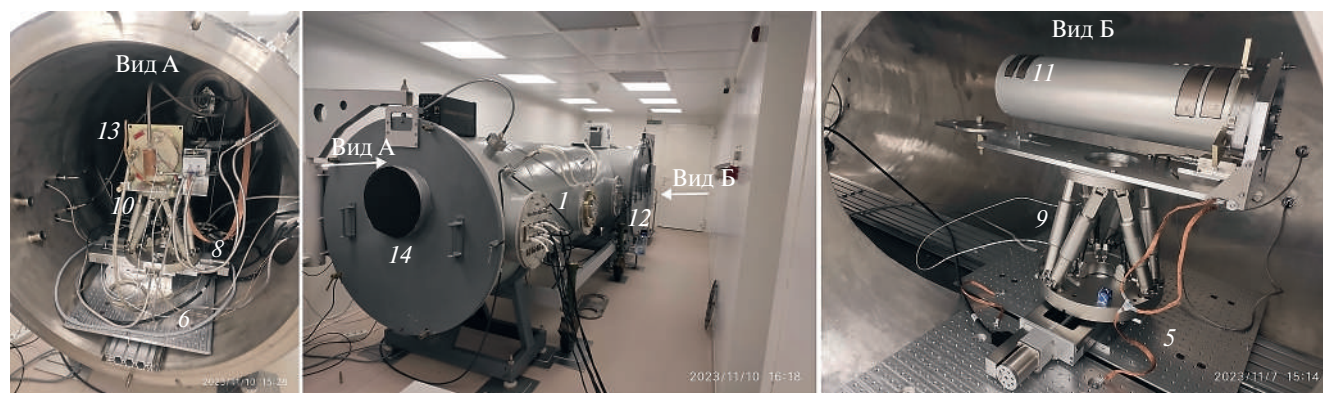


Рис. 3. Вакуумная камера НИКС и ее внутренне оснащение. Нумерация составных частей соответствует нумерации на рис. 2

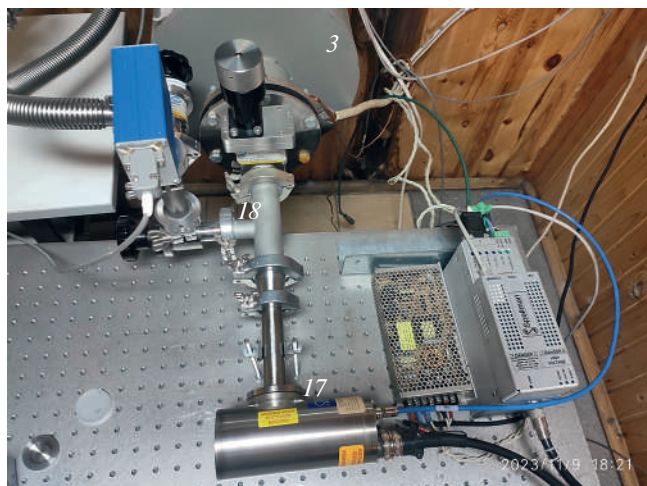


Рис. 4. Узел источника рентгеновского излучения. Нумерация составных частей соответствуют нумерации на рис. 2

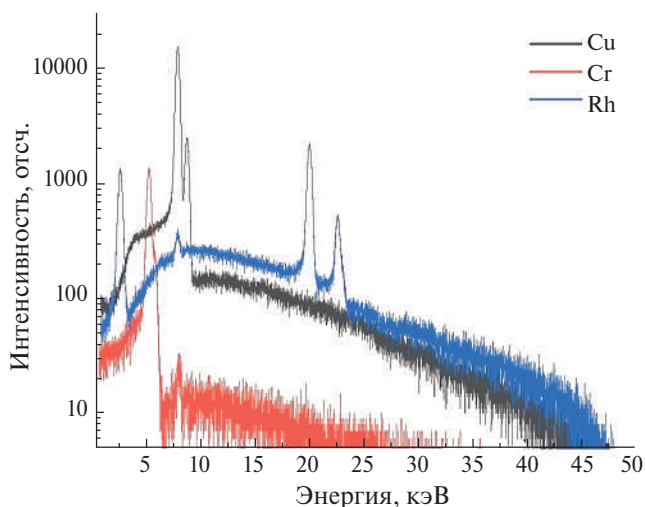


Рис. 5. Спектры излучения рентгеновских трубок с анодами Cu, Cr, Rh

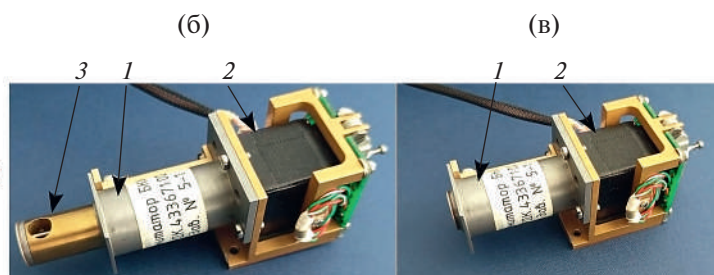
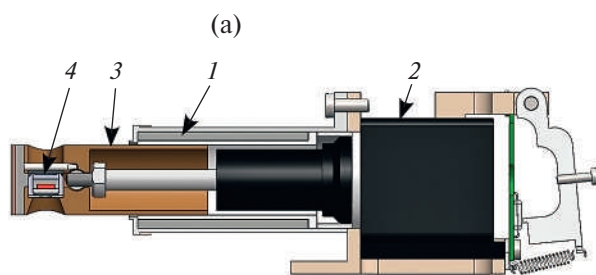


Рис. 6. Схема и общий вид БКИ: а — схема блока, б — блок с выдвинутым штоком, в — блок с задвинутым штоком

Для калибровки детекторов без РЗС в стенде используется блок калибровочного источника (БКИ). Такие же блоки применяются в телескопе ART-XC для периодической калибровки в процессе полета [6]. Схема и общий вид этого блока показаны на рис. 6.

Данный блок представляет собой устройство, в котором из свинцовой защитной оболочки 1 с помощью шагового двигателя 2 выдвигается шток 3 с установленным внутри него радионуклидным источником 4. Это устройство устанавливается непосредственно перед детектором.

В качестве калибровочного источника в этих устройствах используются изотоп ^{241}Am или смесь изотопов ^{241}Am и ^{55}Fe . Спектры смеси изотопов ^{241}Am и ^{55}Fe , полученные с помощью разных типов детекторов, используемых в НИКС в качестве образцовых измерительных средств, представлены на рис. 7.

Этот рисунок демонстрирует также особенности образцовых приемников излучения, используемых в НИКС, — однопиксельные спектрометрические детекторы с термоэлектрическим охлаждением фирмы Amptek: XR-100-CdTe

и XR-100-SDD. В XR-100-CdTe установлен детектор из теллурида кадмия (CdTe) размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ и толщиной 1 мм. Входное окно —

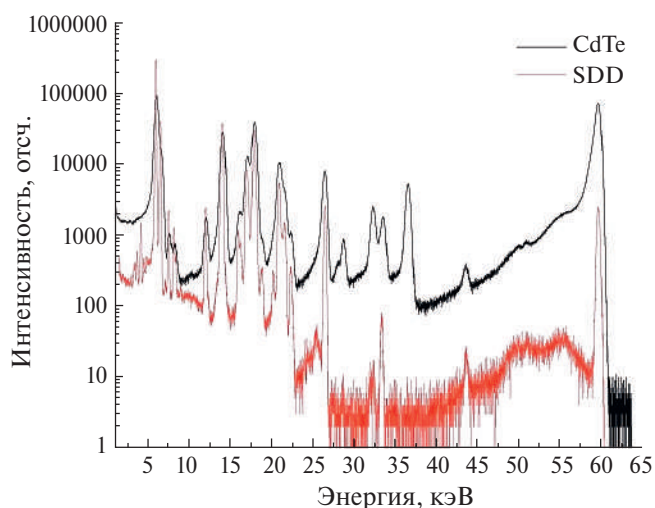


Рис. 7. Спектр калибровочного источника, состоящего из смеси изотопов ^{241}Am и ^{55}Fe , полученный с помощью образцовых приемников излучения Amptek XR-100-CdTe и XR-100-SDD, используемых в НИКС

бериллий толщиной 12.5 мкм. Детектор имеет энергетическое разрешение (FWHM) 1.5 кэВ при энергии 122 кэВ. В XR-100-SDD используется кремниевый детектор толщиной 500 мкм с размером чувствительной области 25 мм². Энергетическое разрешение — 122 эВ при энергии 5.9 кэВ. В НИКС применяются два детектора XR-100-SDD с разными входными окнами — из бериллия толщиной 12.5 мкм и из нитрида кремния с пропусканием 30 % при энергии 0.5 кэВ. Рисунок 7 показывает, что кремниевый детектор обеспечивает более высокое энергетическое разрешение по сравнению с детектором из теллурида кадмия, но существенно уступает ему в эффективности при высоких энергиях.

Для построения детальных изображений в НИКС используется рентгеновская охлаждаемая ПЗС-матрица PI-MTE фирмы Princeton Instruments. Матрица 2048×2048 с размером пикселя 13.5 мкм имеет квантовую эффективность около 85 % при энергии 1 кэВ и около 15 % при энергии 10 кэВ.

Большинство полупроводниковых детекторов, которые используются в рентгеновской астрофизике, для снижения уровня шума и улучшения энергетического разрешения необходимо охлаждать. В частности, оптимальная рабочая температура CdTe-детекторов телескопа ART-XC, изготовленных на базе кристаллов, выпущенных фирмой ACRORAD (Япония), составляет –20 °С. Для обеспечения этой температуры стенд оснащен автономным внешним охладителем узла рентгеновского детектора

(рис. 8). Данный охладитель выполнен на базе размещенных в медном корпусе термоэлектрических преобразователей 1, тепловыделяющая поверхность которых охлаждается водяным контуром 2, 3 внешнего охладителя.

4. ПРОЦЕДУРА И РЕЗУЛЬТАТЫ НАЗЕМНОЙ КАЛИБРОВКИ

В результате калибровки определяются функциональные параметры телескопа ART-XC. Поскольку телескоп состоит из независимых оптических модулей, каждый из них калибруется отдельно. Подробно процедура и результаты калибровки конкретных составных частей телескопа ART-XC на стенде НИКС описаны в работах [10–13]. В настоящей статье приводится краткое описание типовой процедуры калибровки, которая разделяется на этапы юстировки оптической системы РЗС-УРД, калибровки УРД и измерения параметров РЗС.

Юстировка состоит в правильном позиционировании РЗС относительно рентгеновского пучка, а УРД относительно РЗС. Перед юстировкой РЗС и УРД размещаются на гексаподах НИКС. БКИ устанавливается перед УРД так, чтобы в выдвинутом состоянии штока БКИ детектор облучался калибровочным источником, а в задвинутом состоянии штока поле зрения детектора не затенялось. На задней поверхности УРД устанавливается автономный охладитель.

Первым шагом юстировки является определение ориентации оси УРД. Для этого зеркальная система убирается из поля зрения детектора при помощи прецизионной подвижки, и детектор равномерно засвечивается рентгеновской трубкой, размещенной в конце рентгенопровода (рис. 9а). При отклонении оси детекторного узла от оси пучка на достаточно большой угол (рис. 9б) коллиматор закрывает часть детектора от излучения рентгеновской трубки (рис. 9в). Такое изображение позволяет получить координаты центра проекции входного окна коллиматора на детекторе, затем по нескольким измерениям определить центр проекции входного окна коллиматора на детекторе (рис. 9г) и скорректировать положение коллиматора таким образом, чтобы этот центр проекции совпадал с центром детектора.

Вторым шагом юстировки является определение ориентации оси РЗС. Направление оси РЗС

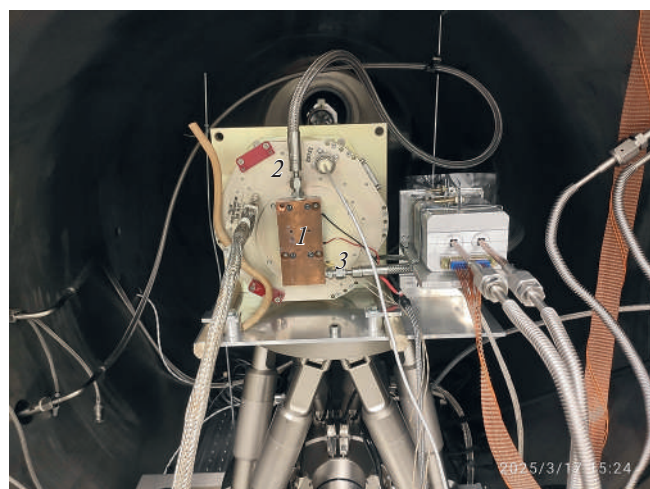


Рис. 8. Автономный внешний охладитель УРД: 1 — корпус с термоэлектрическими преобразователями; 2, 3 — подводящий и отводящий патрубки охлаждающего водяного контура

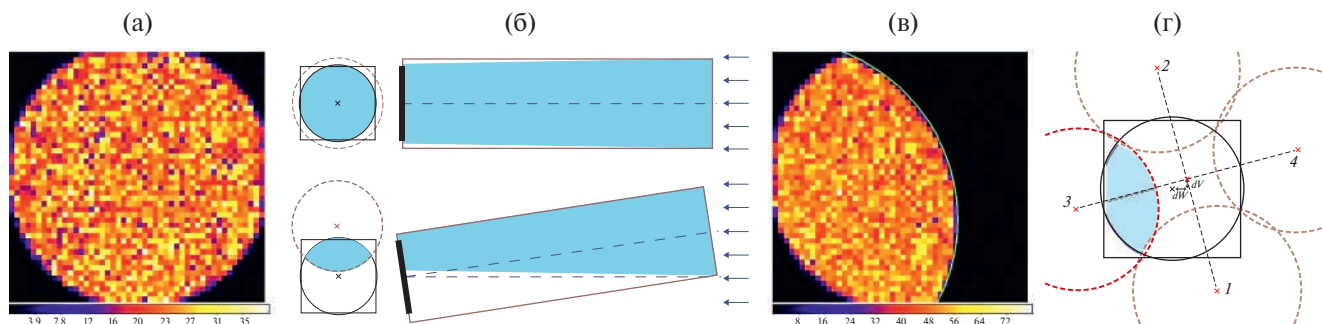


Рис. 9. Определение ориентации оси детекторного узла

определяется по рентгеновскому излучению, однократно отразившемуся от зеркал РЗС, которое отображается на детекторе в виде кольца. В случае совпадения оси РЗС с осью эксперимента (определенной выше) яркость кольца одиночных отражений не должна меняться по азимуту (рис. 10).

Последним шагом юстировки является определение положения фокуса. В фокальной плоскости лучи, дважды отраженные от оболочек РЗС, сходятся в пятно минимального размера. Поиск положения фокальной плоскости осуществляется при помощи перемещения детектора вдоль оси РЗС. На получаемых изображениях измеряется размер фокального пятна, который определяется как диаметр области, содержащей 50 % от попавших на детектор фотонов (HPD). Положение фокуса определяется по наименьшему размеру пятна (рис. 11).

После юстировки осуществляется калибровка каждого модуля телескопа.

Первой проводится калибровка УРД по энергетическим линиям ^{55}Fe и ^{241}Am . Для этого перед УРД выдвигается шток БКИ с источником,

содержащим смесь этих изотопов, и в УРД набирается спектр их излучения (рис. 12). При наличии на детекторе неработающих стрипов или стрипов с высоким уровнем шума используется программная маска, исключая эти области детектора из анализа. Опорными энергетическими линиями на этом этапе калибровки УРД являются линии на энергиях 5.89, 13.9 и 59.5 кэВ.

Одной из основных характеристик РЗС является ее эффективная площадь, которая определяется как площадь, поток от источника излучения через которую равен потоку, фокусируемому рентгеновскими зеркалами на детектор. Эффективная площадь РЗС зависит от энергии и угла падения рентгеновских фотонов, так как от этих параметров зависит коэффициент отражения рентгеновских зеркал.

При проведении калибровок в первую очередь измеряются эффективная площадь РЗС для источника излучения, расположенного на оптической оси зеркальной системы, и зависимость эффективной площади на оси от энергии. Для этого требуется измерить поток излучения, сфокусированного при помощи РЗС на детек-

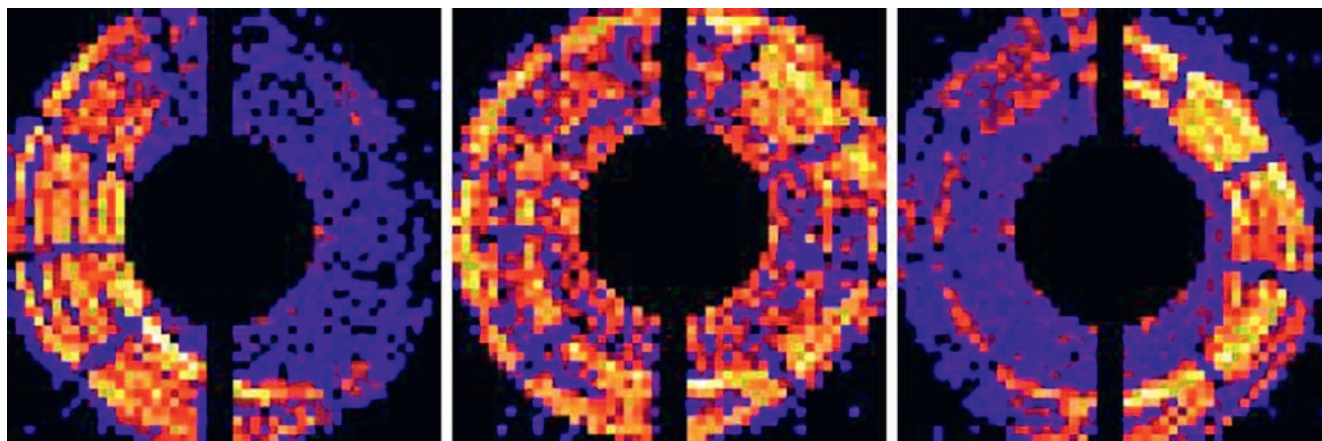


Рис. 10. Пример изображений, использующихся для определения ориентации оси РЗС по однократно отразившемуся от зеркал рентгеновскому излучению. Центральная панель – РЗС установлена по оси пучка. На рисунках справа и слева ось РЗС не совпадает с осью рентгеновского пучка

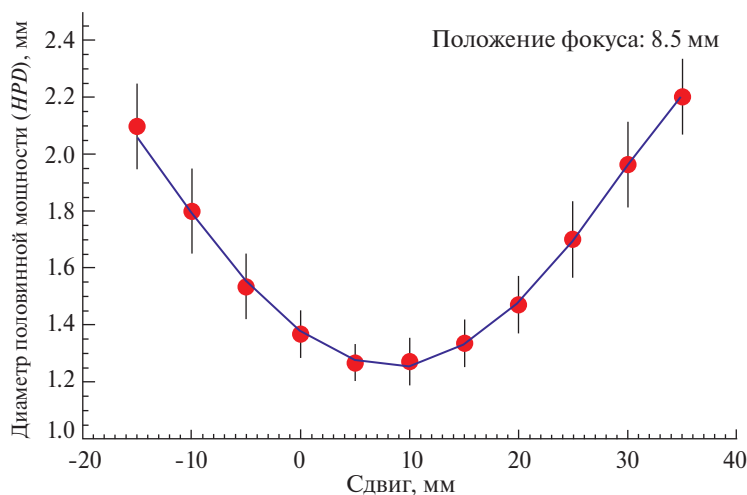


Рис. 11. Пример зависимости диаметра области, в которую попадает 50 % фотонов, от сдвига детектора вдоль оси РЗС

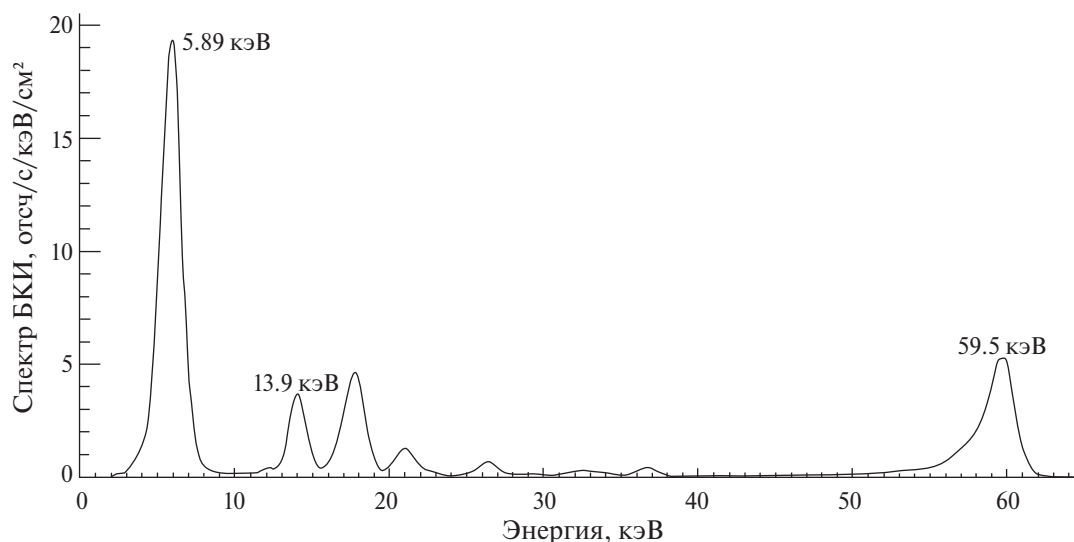


Рис. 12. Спектр калибровочного источника, содержащего смесь изотопов ^{55}Fe и ^{241}Am , полученный на этапе калибровки УРД

тор, и сравнить его с интенсивностью излучения, которую источник обеспечивает на входной апертуре РЗС. Чтобы избежать ошибок, связанных с различием характеристик разных детекторов, оба эти измерения проводятся последовательно, одним и тем же детектором, при неизменных параметрах источника излучения. Источник излучения должен быть достаточно стабильным на интервале времени этих измерений. При определении эффективной площади РЗС в широком диапазоне энергий могут использоваться несколько разных источников рентгеновского излучения.

На стенде для проведения таких измерений совместно с РЗС используется УРД. Положение УРД не меняется, а в его поле зрения при помощи линейной подвижки (поз. 7 на рис. 2 и 3) вводится или убирается РЗС. Юстировка

РЗС относительно оси источника излучения проводится на предыдущем этапе, она была описана выше. Экспозиции в эксперименте подбираются так, чтобы в спектре излучения, сфокусированного на УРД при помощи РЗС (основной спектр), и в спектре, измеренном непосредственно от источника без РЗС (опорный), было сравнимое количество событий. Для опорного спектра используются поправки, учитывающие разницу расстояний от УРД и РЗС до источника и остаточную атмосферу в вакуумной камере. На рис. 13 показаны изображения, полученные во время таких измерений.

На рис. 14 слева показаны примеры основного и опорного спектров, измеренных для одного из оптических модулей ART-XC в НИКС, справа — вычисленная как отношение этих двух спектров эффективная площадь РЗС.

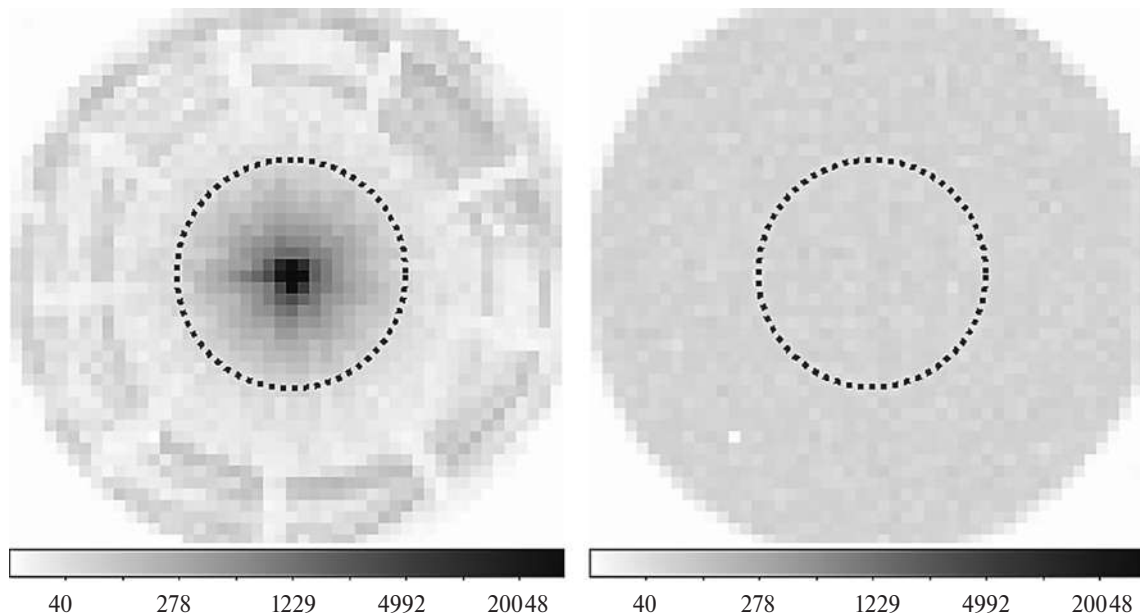


Рис. 13. Изображения, полученные на одном из детекторов телескопа, во время измерения основного (слева) и опорного (справа) спектров. Градиентная шкала логарифмическая. Штриховая окружность ограничивает область, которая используется для построения спектра. Внешние области изображения слева засвечены однократными отражениями от рентгеновских зеркал

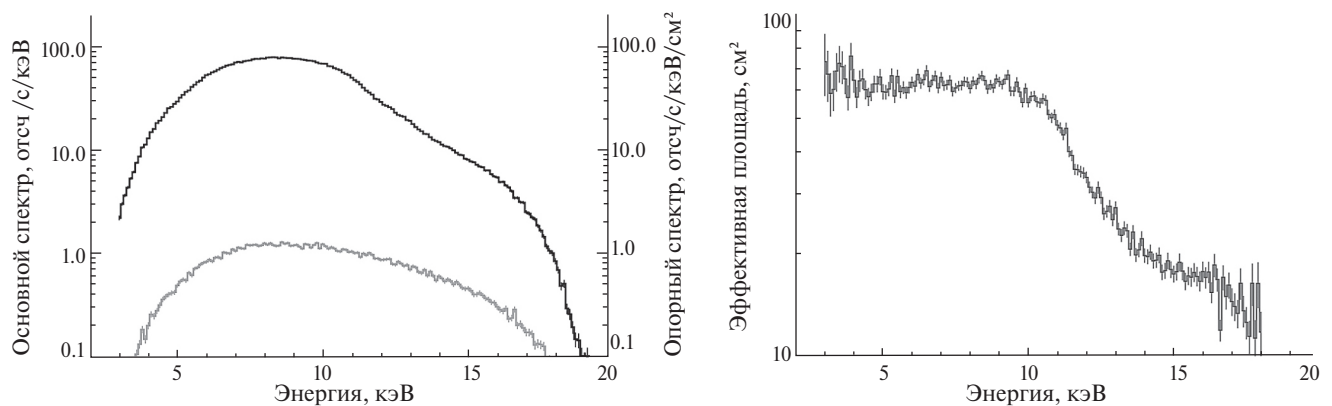


Рис. 14. Основной и опорный спектры (слева), измеренные в НИКС для одной из РЗС при помощи УРД. Источник излучения — рентгеновская трубка с молибденовым анодом (18 кВ) и алюминиевым фильтром толщиной 28 мкм. Расстояние до источника составляет 60 м. Справа — эффективная площадь РЗС на оси, полученная по этим измерениям

5. ПЕРСПЕКТИВНАЯ ЗАДАЧА КАЛИБРОВКИ РЕНТГЕНОВСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ

На стенде НИКС была проведена калибровка телескопа ART-XC, обеспечившая решение основных научных задач, для которых он предназначался (см., напр., [14, 15]). Однако в последнее время появились новые актуальные задачи, требующие при наземных калибровках рентгеновских инструментов воспроизведение параметров излучения, которые не могут быть осуществлены на существующем стенде НИКС.

Одним из таких параметров является переменность излучения астрофизических рентгеновских источников.

Переменность излучения в той или иной степени присуща подавляющему большинству рентгеновских источников. Эту переменность можно условно разделить на аperiodическую и периодическую. С одной стороны, к объектам, демонстрирующим аperiodическую переменность, можно отнести, например, барстеры (нейтронные звезды, на поверхности которых происходят термоядерные взрывы) или активные ядра галактик. Типичное время нараста-

ния вспышек от таких объектов составляет от нескольких секунд (для барстеров) до недель (для активных ядер галактик), а время убывания варьируется от десятков секунд до месяцев, соответственно. С другой стороны, существуют рентгеновские источники, излучение которых демонстрирует строгую периодичность, например пульсары (быстровращающиеся нейтронные звезды с сильными магнитными полями). Периоды их вращения (пульсаций) составляют от миллисекунд до сотен и тысяч секунд, а светимость находится в диапазоне от 10^{34} до 10^{39} эрг/с.

На рис. 15 показаны некоторые примеры аperiodических и периодических переменностей кривых блеска рентгеновских источников, полученных по наблюдениям телескопа ART-XC. Детальные исследования свойств быстрой переменности излучения рентгеновских астрофизических источников открывают новые возможности для определения физических параметров релятивистских компактных объектов, таких как нейтронные звезды и черные дыры, а также вещества вблизи этих объектов (см., напр., [15, 16]). Поэтому необходимо создавать чувствительные рентгеновские телескопы, обладающие

возможностью проведения высокоточного временного анализа. Кроме того, в настоящее время актуальной становится научно-прикладная задача исследования возможности навигации космических аппаратов по рентгеновским пульсарам. Решение этой задачи позволит в будущем осуществлять автономную навигацию космического аппарата в дальнем космосе [17–19]. Основой для решения такой задачи служит периодичность излучения рентгеновских пульсаров с высокой временной стабильностью и малыми временными периодами — единицы и десятки миллисекунд (рис. 15а).

Временная стабильность характеристик излучения одиночных миллисекундных пульсаров на масштабе нескольких лет сравнима со стабильностью атомных часов, что позволяет использовать такие объекты как опорные источники для системы автономной навигации практически в неограниченном пространстве. Необходимо отметить, что аппаратура, пригодная для навигации космического аппарата по излучению пульсаров и при этом имеющая приемлемые массогабаритные характеристики, может быть создана только для рентгеновского диапазона. В радио-

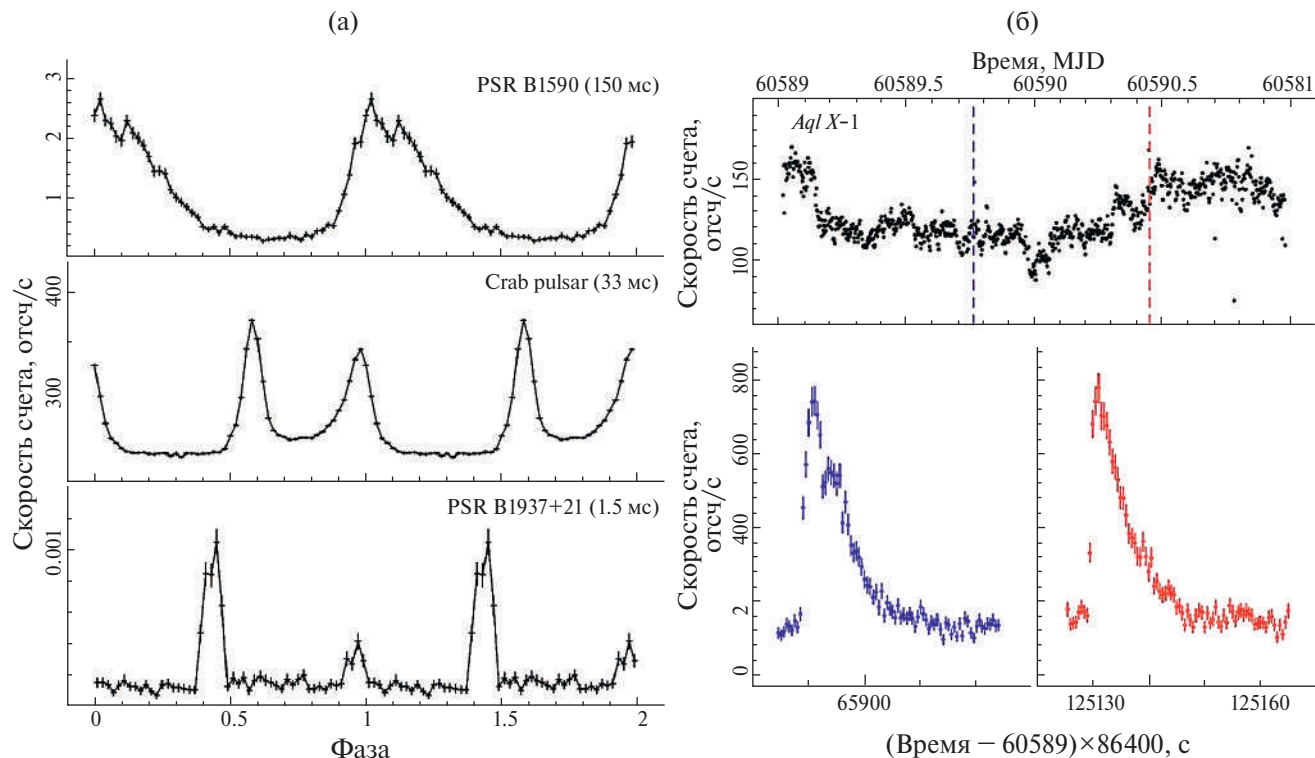


Рис. 15. Примеры разных типов временной переменности рентгеновских источников, измеренных телескопом ART-XC: **а** — когерентное излучение трех одиночных рентгеновских пульсаров; **б** — верхняя панель — пример стохастической переменности источника Aql X-1, нижняя панель — короткие одиночные всплески, связанные с термоядерными взрывами на поверхности нейтронной звезды в этой системе

диапазоне подобная аппаратура требует использования крупногабаритных антенн, а в видимом и инфракрасном диапазонах пульсары имеют очень низкую светимость.

Создание телескопов для решения такой задачи требует при их наземной калибровке генерировать высокостабильное переменное рентгеновское излучение с периодом в единицы миллисекунд. Это является перспективной задачей, которую предстоит решить на следующем этапе развития экспериментальных калибровочных рентгеновских установок.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для калибровки первого российского зеркального рентгеновского космического телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского обсерватории “Спектр-РГ” в ИКИ РАН был создан наземный испытательный калибровочный стенд, состоящий из вакуумной камеры объемом около 3 м³, рентгенопровода длиной 60 м и узла источника рентгеновского излучения. В рабочей зоне стенда создается рентгеновское излучение в энергетическом диапазоне от 2 до 60 кэВ в зависимости от применяемых источников с расходимостью пучка $\pm 4.2'$ по отношению к рентгеновской оптической системе. Стенд обеспечивает взаимную юстировку детектора и зеркальной системы и их совместную юстировку относительно пучка. Важно отметить, что НИКС является единственным экспериментальным стендом в России, способным решать указанные выше задачи калибровки рентгеновских инструментов.

Опыт летной эксплуатации телескопа ART-XC на орбите с 2019 г. показал, что только сочетание успешного изготовления телескопа и его наземных калибровок позволяет получить достоверные научные результаты. При этом этап калибровок по продолжительности и затратам сопоставим с этапами изготовления самого телескопа. В частности, калибровки летных образцов РЗС телескопа ART-XC заняли не менее года, а стоимость стендовой базы составляла значимую часть стоимости создания телескопа.

В настоящее время актуальной становится задача дальнейшего совершенствования экспериментальной базы для калибровки рентгеновских инструментов. В частности, необходимо создание стенда для наземной отработки рентгеновских детекторов с помощью тарированного высокостабильного переменного рентгенов-

ского излучения с периодом в единицы миллисекунд. Это позволит проводить калибровки перспективных рентгеновских инструментов, предназначенных для решения фундаментальных задач определения параметров излучения нейтронных звезд и черных дыр, а также научно-прикладной задачи создания системы автономной навигации космических аппаратов по рентгеновским пульсарам.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (грант 075-15-2024-647).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Giacconi R., Kellogg E., Gorenstein P., Gursky H., Tananbaum H.* Astrophys. J. 1971. V. 165. P. L27. <https://doi.org/10.1086/180711>
2. *Roques J.P., Paul J., Mandrou P., Lebrun F.* Adv. Space Res. 1990. V. 10. № 2. P. 223. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(90\)90146-Q](https://doi.org/10.1016/0273-1177(90)90146-Q)
3. *Sunyaev R.A., Babichenko S.I., Goganov D.A., Tabaldyev S.R., Iamburenko N.S.* Adv. Space Res. 1990. V. 10. № 2. P. 233. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(90\)90147-R](https://doi.org/10.1016/0273-1177(90)90147-R)
4. *Winkler C., Courvoisier T.J.-L.; Di Cocco G. et al.* A&A. 2003. V. 411. P. L1. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031288>
5. *Christensen F.E., Ramsey B.D.* X-Ray Optics for Astrophysics: A Historical Review. Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics. Ed. by C. Bambi, A. Santangelo. Springer, Singapore. 2022. https://doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_1-1
6. *Pavlinsky M., Tkachenko A., Levin V. et al.* A&A. 2021. V. 650. P. A42. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202040265>
7. *Sunyaev R., Arefiev V., Babyshkin V. et al.* A&A. 2021. V. 656. P. A132. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141179>
8. *Семена Н.П., Сербинов Д.В., Яскович А.Л., Ткаченко А.Ю., Павлинский М.Н.* ПТЭ. 2018. № 3. С. 100. <https://elibrary.ru/item.asp?id=35102128>; <https://doi.org/10.7868/s0032816218020222>
9. *Левин В.В., Кривченко А.В., Кузнецова М.В., Лутвинов А.А., Мереминский И.А., Ротин А.А.* УФН. 2024. Т. 194. № 4. С. 404. <https://doi.org/10.3367/UFN.2023.04.039587>
10. *Pavlinsky M., Tkachenko A., Levin V. et al.* Exp. Astron. 2018. V. 45. P. 315. <https://doi.org/10.1007/s10686-018-9582-5>
11. *Pavlinsky M., Tkachenko A., Levin V. et al.* Exp. Astron. 2019. V. 47. P. 1. <https://doi.org/10.1007/s10686-018-9610-5>

12. Pavlinsky M., Tkachenko A., Levin V. et al. *Exp. Astron.* 2019. V. 48. P. 233.
<https://doi.org/10.1007/s10686-019-09646-8>
13. Павлинский М.Н., Ткаченко А.Ю., Левин В.В. и др. *ПТЭ*. 2020. № 2. С. 118.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220020056>
14. Sazonov S., Burenin R., Filippova E. et al. *A&A*. 2024. V. 687. P. A183.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202348950>
15. Semena A., Mereminskiy I., Lutovinov A. et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2024. V. 529. Iss. 2. P. 941.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stae189>
16. Molkov S.V., Lutovinov A.A., Tsygankov S.S et al. *A&A*. 2024. V. 690. P. A353.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202450581>
17. Mereminskiy I., Lutovinov A., Molkov S. et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2024. V. 531. Iss. 4. P. 4893.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stae1393>
18. Арефьев В.А., Павлинский М.Н., Федотов С.Н., Лутовинов А.А., Семена Н.П., Левин В.В. Рентгеновские пульсары маяки автономной системы навигации космических аппаратов/Всероссийская научно-техническая конференция. “Современные проблемы определения ориентации и навигации космических аппаратов”, 22–25 сентября 2008 г., Таруса / под ред. Г.А. Аванесова, ИКИ РАН, Москва, 2008. С. 210.
19. Арефьев В.А., Мольков С.В., Лутовинов А.А. *Земля и Вселенная*. 2022. № 4. С. 25.
<https://doi.org/10.7868/S0044394822040041>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 67.02; 57.083; 579.6

ПРОТОТИП МОБИЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ИНЖЕНЕРИИ МИКРОБНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА

© 2026 г. Д. И. Ашихмин*, Н. В. Минаев, В. И. Юсупов

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Российская Федерация, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1*

** E-mail: ashihmin.dmitrii@yandex.ru*

Поступила в редакцию 16.10.2025

После доработки 19.11.2025

Принята к публикации 09.12.2025

Представлен прототип установки для лазерной инженерии микробных систем (ЛИМС) на основе микрочип-лазера с длиной волны 1.5 мкм. Актуальность разработки обусловлена необходимостью создания систем, адаптированных к работе в условиях микробиологических лабораторий. Проведены эксперименты по изучению особенностей взаимодействия лазерного излучения с Ti-пленкой донорной подложки. Показан интересный эффект образования обратной связи, влияющий на стабильность процесса, а также приведена рекомендация для его устранения. Результаты демонстрируют перспективность использования микрочип-лазеров для создания компактных систем ЛИМС, что может способствовать более широкому распространению данной технологии.

DOI: 10.7868/S3034564226020153

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение взаимодействия лазерного излучения с веществом открывает новые возможности в применении лазеров как уникальных инструментов для решения разнообразных специализированных задач. Одним из перспективных направлений является лазерная печать жидкостей, основанная на явлении прямого лазероиндуцированного переноса [1, 2]. Эта технология в настоящее время успешно применяется в биомедицинских приложениях и микробиологии для печати биоматериалов (белков [3], ДНК [4], клеток [5] и микроорганизмов [6]), внедрения клеток в скаффолды [7], а также для создания функциональных фантомов биотканей [8].

Особое значение имеет технология лазерной инженерии микробных систем (ЛИМС), позволяющая выделять микроорганизмы, недоступные для культивирования стандартными микробиологическими методами [9–11]. В ближайшем будущем ЛИМС может стать важным инструментом микробиологии. Однако существую-

щие системы ЛИМС характеризуются значительными габаритами и отсутствием адаптации к условиям стерильной работы в ламинарных боксах биологических лабораторий, что существенно ограничивает их широкое внедрение. В качестве перспективного решения предлагается создание компактных систем на базе микрочип-лазеров — миниатюрных источников лазерного излучения.

Микрочип-лазеры обладают рядом существенных преимуществ: малые габариты (менее 0.1 дм³) [12], надежная конструкция, низкое энергопотребление [13, 14] и т.д. Кроме того, такие лазеры не требуют юстировки, характеризуются короткими импульсами (длительностью не более нескольких наносекунд), а также высоким качеством лазерного пучка. Эти преимущества обуславливают стабильный интерес к микрочип-лазерам и технологиям, что ведет к их совместному совершенствованию. В нашей работе представлен прототип компактной системы для ЛИМС, основанный на микрочип-лазере с $\lambda = 1.5$ мкм.

2. КОНСТРУКЦИЯ СИСТЕМЫ

На рис. 1 представлены функциональная схема и фотография части собранной системы. Основным компонентом установки является микрочип-лазер (Crylink, Китай), генерирующий лазерные импульсы с $\lambda = 1.5$ мкм, $\tau \sim 4$ нс, энергией $E \sim 300$ мкДж и частотой следования импульсов $f = 10$ Гц. В стандартной для ЛИМС схеме обычно используется излучение с $\lambda = 1064$ нм. В настоящей работе выбор длины волны 1.5 мкм обусловлен доступностью компактных микрочип-лазеров, а также тем, что энергия кванта для этой длины волны в 1.5 раза меньше, чем для 1064 нм. В результате снижается вероятность повреждения переносимых биосистем. Генерация лазерных импульсов осуществляется при подаче триггер-сигнала на плату управления микрочип-лазера. Этот триггер-сигнал представляет собой последовательность прямоугольных импульсов, параметры которых задаются генератором импульсов на базе микросхемы NE555.

Управление энергией лазерного импульса осуществляется с помощью поляризатора (Edmund Optics, Великобритания). Фокусировка излучения на поглощающем слое (Ti-пленке) донорной подложки выполняется асферической линзой (Thorlabs, США) с числовой апертурой 0.15 и фокусным расстоянием 18.4 мм. Линза закреплена на трехосевой микрометрической подвижке, что обеспечивает соосность лазерного луча с оптической осью линзы и позволяет точно управлять рабочим расстоянием для регулировки плотности мощности падающего излучения. Донорная подложка представляет собой предметное стекло, на нижнюю грань которого нанесено титановое напыление толщиной примерно 50 нм. Капли гидрогеля, отрывающиеся от микроструй в процессе переноса, переносятся на стеклянные пластинки, расположенные на расстоянии 5 мм от донорной подложки. Для визуализации хода луча микрочип-лазера использовался лазерный луч с $\lambda = 532$ нм.

Движение плоскостей донорной и акцепторной подложек осуществляется с помощью дву-

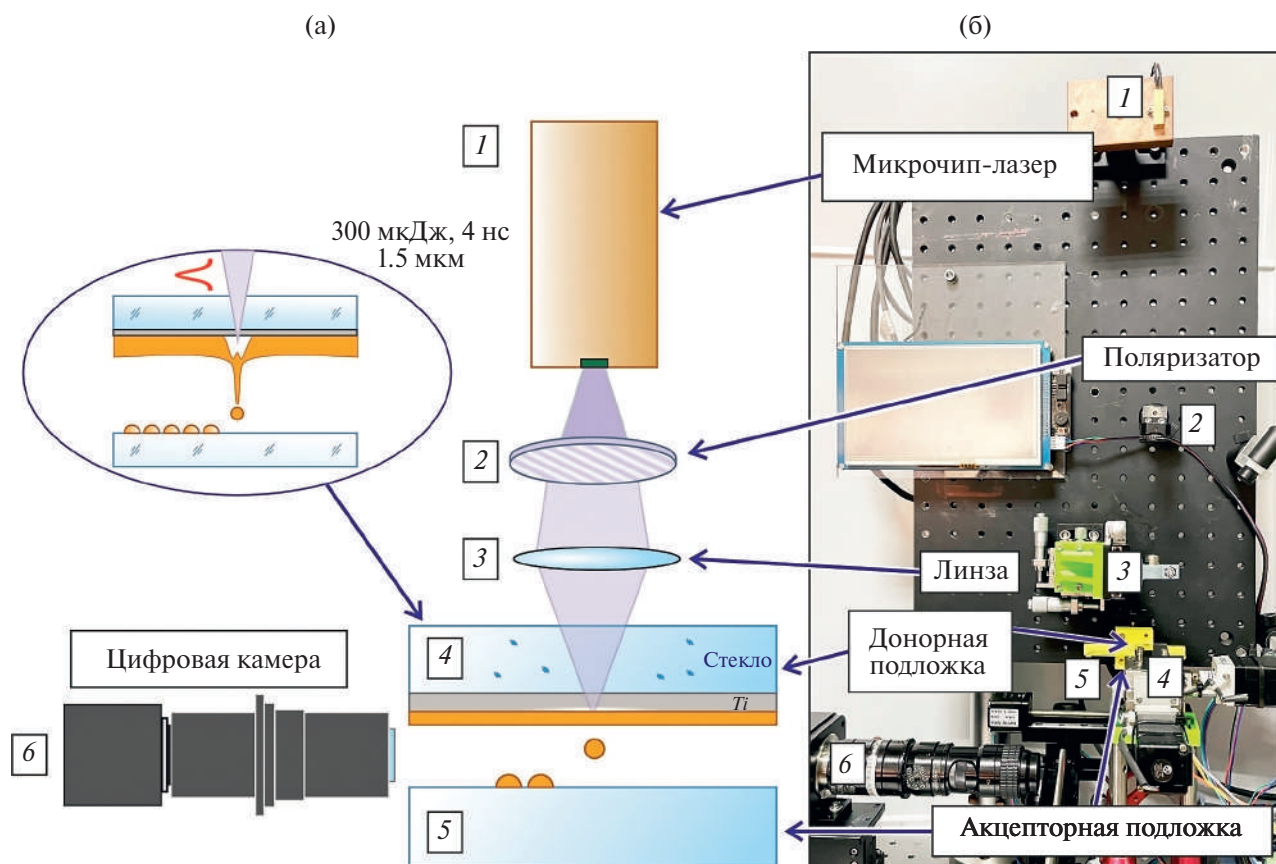


Рис. 1. Схема (а) и фотография (б) части экспериментальной установки: 1 – микрочип-лазер, 2 – поляризатор, 3 – фокусирующая линза, 4 – донорная подложка (стеклянная пластинка с Ti-напылением толщиной примерно 50 нм), 5 – акцепторная подложка, 6 – цифровая камера. Скоростная камера, использованная для регистрации процесса переноса, располагалась за цифровой камерой

хосевых подвижек, управляемых контроллером Duet 2 Wifi. В работе применяется одноимпульсный режим, достигаемый за счет перемещения донорной подложки с такой скоростью, которая обеспечивает разнесение областей воздействия последовательных лазерных импульсов в пространстве. Контроль положения этой подложки осуществляется с помощью цифровой камеры (TourCam, Китай). Для исследования процесса переноса микрокапель гидрогеля на титановую пленку донорной подложки наносился слой гидрогеля (2-процентный водный раствор средней молекулярной массы гиалуроновой кислоты) толщиной около 200 мкм [15]. Запись динамики процесса переноса микрокапель гидрогеля проводилась с помощью скоростной камеры Photron Fastcam SA3 120k (Photron, Япония) со скоростью съемки 3000 к/с. Расстояние между донорной и акцепторной подложками было установлено равным 5 мм для удобства регистрации динамики микроструй.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Первоначально необходимо было решить задачу обеспечения соответствия парамет-

ров воздействия стандартным параметрам ЛИМС, в которой радиус перетяжки составляет $\omega_0 \sim 15$ мкм, а средняя плотность энергии лазерного излучения в пятне равна 1–5 Дж/см² [15]. Для оценки ω_0 согласно методике из работы [16] в Ti-пленке донорной подложки формировалась матрица отверстий при различных расстояниях от фокальной плоскости и разных энергиях импульсов (см. рис. 2). Эксперимент неожиданно показал, что размеры некоторых отверстий в области фокуса значительно превышают ожидаемые: вместо предполагаемых 7–25 мкм диаметры отверстий в отдельных случаях достигали 50–65 мкм (фотография на рис. 2б при z в диапазоне от –300 до +300 мкм и энергии импульсов от 3 до 13 мкДж).

На рис. 2в представлен график зависимости квадрата радиуса отверстий от энергии импульса в логарифмическом масштабе по оси абсцисс. Для гауссовых пучков при отсутствии нелинейных эффектов эта зависимость является линейной:

$$R^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \ln \left(\frac{E}{E_{th}} \right), \quad (1)$$

где R – радиус отверстий в пленке Ti, ω_0 – радиус перетяжки лазерного луча, E – энергия лазер-

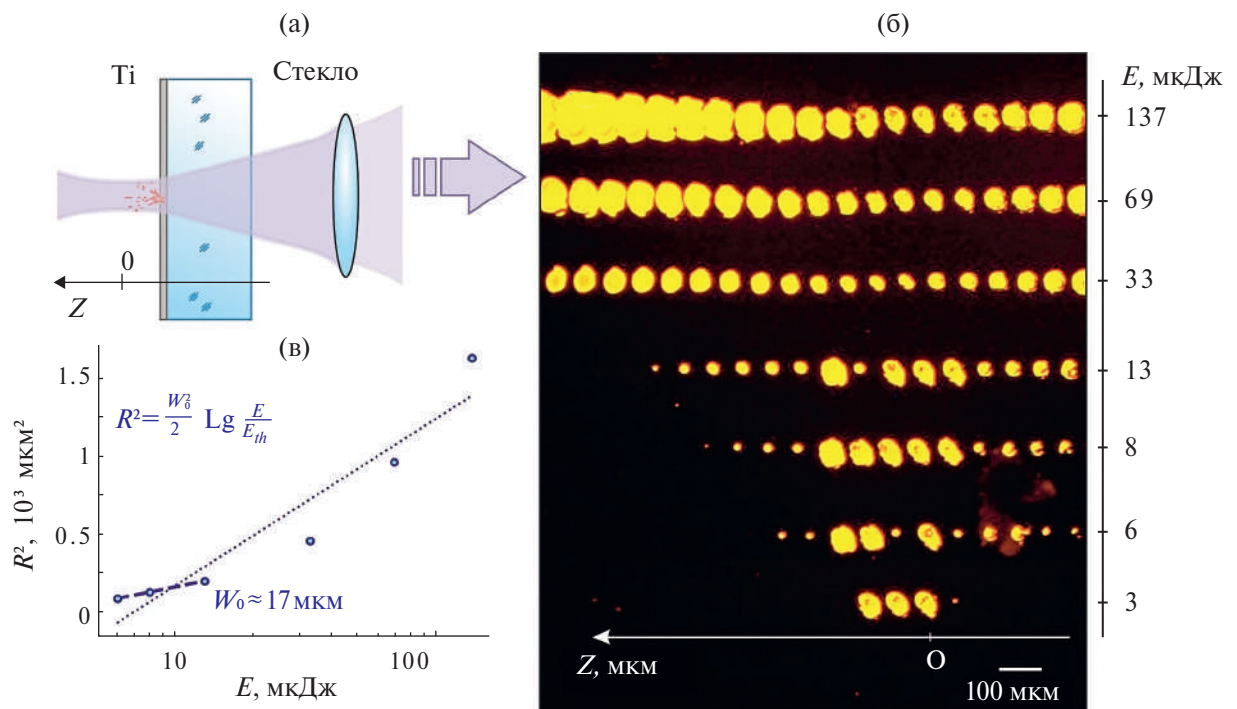


Рис. 2. а – Схема эксперимента. Ось z указывает направление смещения донорной пластинки в ходе эксперимента (фокальная плоскость соответствует $z = 0$). б – Оптическая фотография части донорной пластинки с отверстиями в пленке Ti при различных значениях z и E , полученная с подсветкой снизу. в – Зависимость квадрата радиуса отверстий в пленке Ti от энергии импульса при фиксированной фокусировке: $z = 0.22 \pm 0.08$ мм. Пунктирной линией показана линейная аппроксимация по всем точкам, а штриховой – только по первым трем точкам

ного импульса, E_{th} — пороговая энергия абляции Ti. В нашем же эксперименте наблюдается значительное отклонение от линейной зависимости: при высоких энергиях ($E > 30$ мкДж, поверхностная плотность энергии $F > 3.6$ Дж/см²) площадь образующихся отверстий увеличивается значительно быстрее с ростом энергии. Аппроксимируя экспериментальные данные уравнением (1) в области низких энергий, мы определили радиус перетяжки: $\omega_0 = 17 \pm 2$ мкм. Мы предполагаем, что наблюдаемое на рис. 2в отклонение от линейной зависимости при больших энергиях связано с существенным вкладом нелинейных процессов [17].

Следует отметить, что обнаруженный и описанный выше эффект, при котором диаметры некоторых отверстий значительно превышали ожидаемые значения, является крайне нежелательным, поскольку стабильность — ключевое требование для будущей мобильной системы. Поэтому следующими шагами были анализ причин обнаруженного эффекта и поиск решений для его устранения.

Первоначально предполагалось, что энергия импульса остается неизменной, а “гигантские” отверстия образуются из-за отрыва пленки Ti. Для проверки этой гипотезы были проведены исследования отверстий с помощью СЭМ. На рис. 3а представлены изображения “нормального” и “гигантского” отверстий при заданной энергии импульса 3 мкДж. Размер “гигантского” отверстия значительно превышает размер “нормального”, при этом в центре большего отверстия виден кратер в стекле. Анализ краев отверстий показал наличие множества застывших микроструек и микрокапель Ti. Все это свидетельствует о достижении в данных зонах температуры плавления титана (1670 °C), поэтому гипотеза об отрыве пленки была отвергнута.

С применением методики, описанной в работе [18], и с учетом известных параметров облучения было восстановлено распределение максимальной температуры вдоль сечений отверстий (рис. 3б). Полученные профили учитывают потери энергии на фазовые переходы (плавление и испарение). Анализ этих данных (рис. 3б) пока-

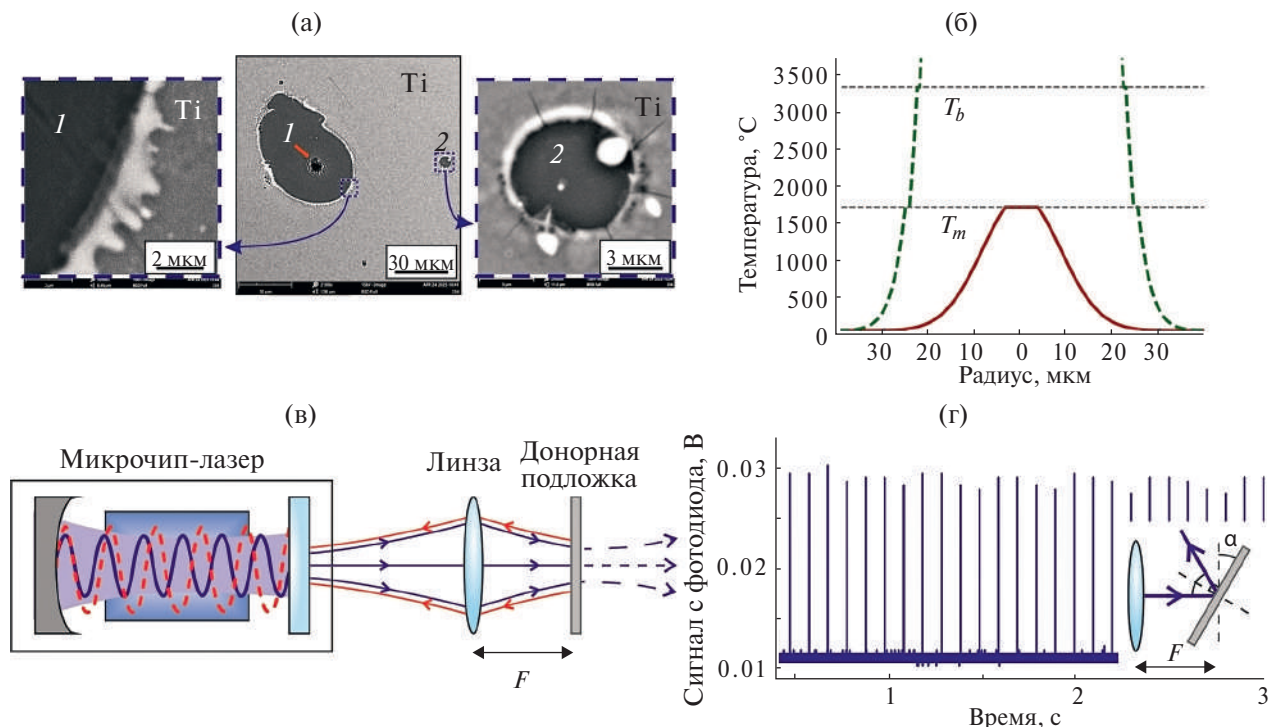


Рис. 3. а — СЭМ-изображения “гигантского” 1 и “стандартного” 2 отверстий в пленке Ti при ее расположении в фокальной плоскости строго перпендикулярно оптической оси ($E = 3$ мкДж). Стрелкой показан кратер на поверхности стеклянной пластины. б — Восстановленное распределение максимальной температуры на поверхности металлической пленки. Нулем отмечен центр лазерного импульса с гауссовым пространственным профилем и, соответственно, центр отверстия. Горизонтальные прямые соответствуют температуре плавления (1670 °C) и кипения (3280 °C), T_m и T_b — температуры плавления и кипения Ti соответственно. в — Схема системы с внешним резонатором, которая приводит к формированию “гигантских” отверстий. г — Сигнал с фотодиода при наклоне донорной подложки на угол $\alpha = 2.4 \pm 0.3^\circ$ к оптической оси (см. схему на вставке)

зал, что энергии лазерных импульсов, формирующих “нормальные” и “гигантские” отверстия, различаются примерно в девять раз.

Чтобы объяснить резкий скачок энергии, возникающий в текущей конфигурации системы, мы выдвинули гипотезу о том, что этот эффект связан с образованием внешнего резонатора, возникающего между Ti-пленкой донорной подложки и глухим зеркалом лазера [19]. Это происходит в случае, когда донорная подложка с Ti-покрытием устанавливается параллельно выходному зеркалу лазера (рис. 3в). Возникающая положительная обратная связь может дестабилизировать режим генерации микрочип-лазера и вызывать резкие скачки плотности энергии в области фокусировки.

Если эта гипотеза верна, то устранить обнаруженный эффект можно простым способом, установив донорную подложку под небольшим углом α к перпендикуляру оптической оси, как показано на вставке рис. 3 г. В такой конфигурации луч микрочип-лазера после отражения от донорной подложки отклоняется в сторону и попадает в выходную апертуру микрочип-лазера, что подтверждается наблюдением пятна луча пилот-лазера на ирисовой диафрагме (рис. 4а).

После наклона донорной подложки на небольшой угол был проведен эксперимент по форми-

рованию микроструй гидрогеля. Регистрация процесса переноса осуществлялась при помощи скоростной видеокамеры со скоростью съемки 3000 к/с. На рис. 5б представлен пример образования микроструи при лазерном воздействии, демонстрирующий процесс переноса с начальной скоростью $V_0 = 4.5 \pm 1.8$ м/с ($F = 1.3$ Дж/см²). Важную роль при проведении эксперимента также играют реологические свойства среды. При подсыхании гидрогеля его вязкость растет, что может приводить к допороговому режиму переноса (рис. 5а). При этом начальная скорость микроструи значительно уменьшается ($V_0 = 1.7 \pm 0.7$ м/с) и перенос микрокапель гидрогеля не происходит.

Проведенные эксперименты продемонстрировали возможность создания компактной системы на базе микрочип-лазера. Введение небольшого угла наклона донорной подложки оказалось ключевым фактором, полностью устраняющим скачки энергии излучения и предотвращающим образование “гигантских” отверстий в пленке Ti. Благодаря этому достигается стабильность параметров облучения и обеспечивается надежный перенос микрокапель гидрогеля, что значительно повышает общую эффективность и устойчивость разработанной технологии.

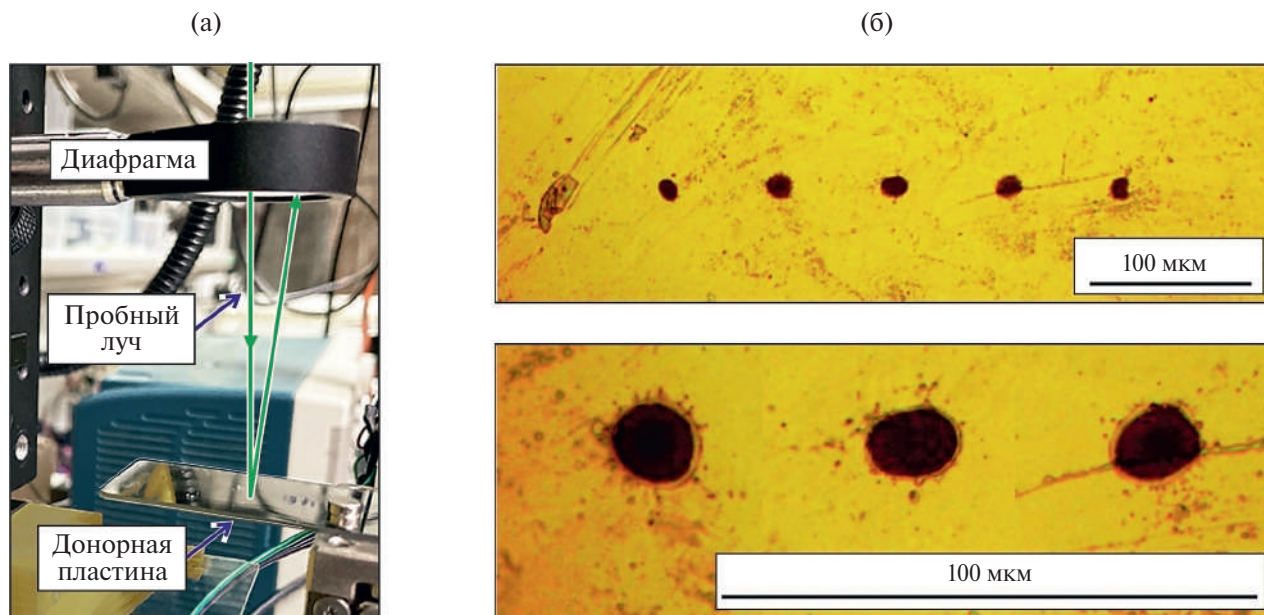


Рис. 4. Результаты экспериментов, демонстрирующие влияние конфигурации системы на прохождение лазерного луча и формирование отверстий: **а** — фотография основного оптического тракта системы с наклоненной на угол $\alpha = 2.4^\circ \pm 0.3^\circ$ донорной подложкой и пилот-лучом. Схематически показан ход луча пилот-лазера. **б** — оптическая фотография (подсветка сверху) отверстий в пленке Ti донорной подложки, полученных с наклоненной донорной подложкой при $E = 3$ мкДж

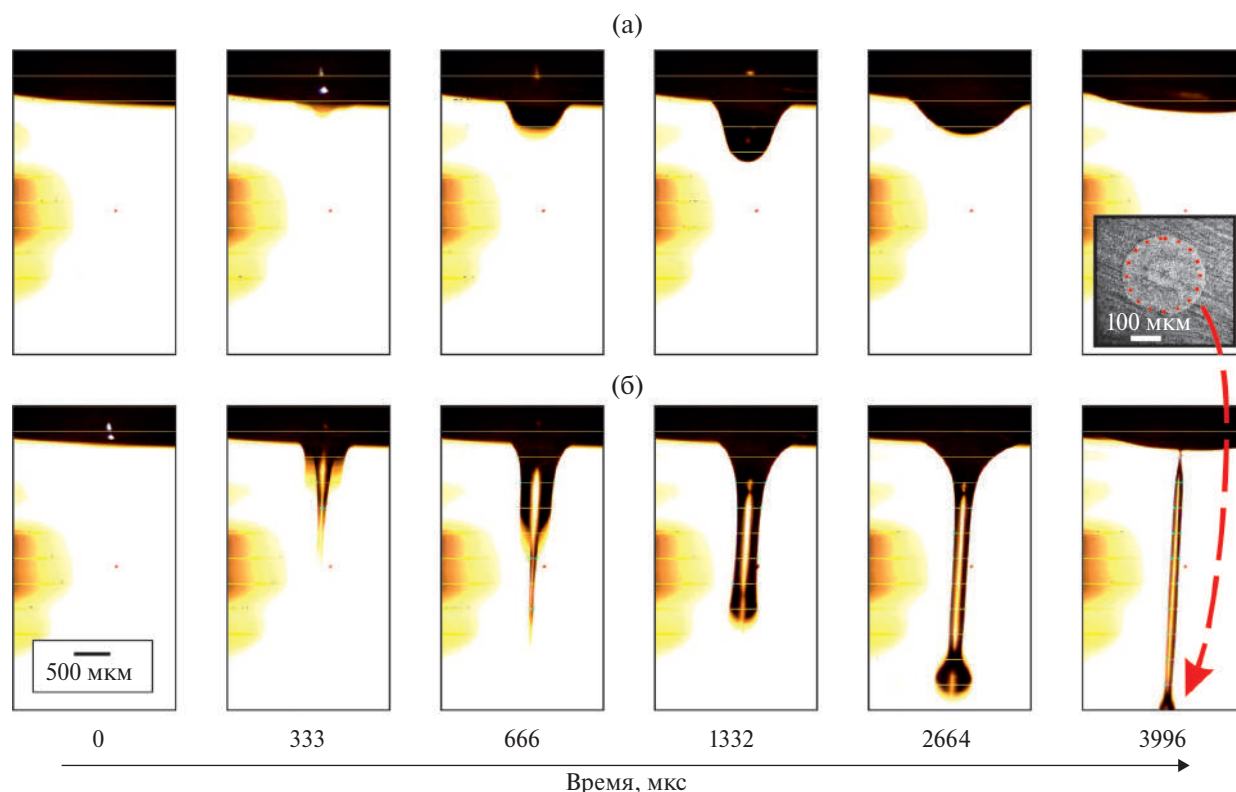


Рис. 5. Последовательные кадры скоростной видеосъемки при образовании микроструи гидрогеля в допороговом режиме (а) и в режиме переноса (б), $E = 6$ мкДж. На вставке приведено сильно контрастированное оптическое изображение микрокапли гидрогеля на акцепторной подложке. Пунктиром выделены края капли

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На первом этапе была создана установка для лазерной печати с микрочип-лазером в стандартной конфигурации. Исследования показали, что в этом случае могут возникать импульсы с энергией, на порядок превышающей установленную. Выяснено, что обнаруженный эффект обусловлен положительной оптической обратной связью, вызванной обратным отражением лазерного луча от металлического покрытия донорной подложки. Показано, что небольшое отклонение угла наклона донорной подложки эффективно подавляет этот эффект. На собранном прототипе мобильной установки был продемонстрирован стабильный перенос гелевых микрокапель с начальной скоростью 4.5 ± 1.8 м/с для $F = 1.3$ Дж/см².

Полученные результаты подтверждают перспективность использования микрочип-лазеров для создания компактных установок, что может способствовать более широкому внедрению метода ЛИМС в практику микробиологических исследований. Система, разработанная на базе созданного прототипа, будет обладать

меньшими габаритами по сравнению с существующими аналогами, но при этом сохранять стандартные для технологии ЛИМС параметры лазерного воздействия.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в части проведения экспериментальных исследований (грант № 25-79-10125) и в рамках госзадания НИЦ “Курчатовский институт” в части использования оборудования ЦКП “Структурная диагностика материалов” КККиФ НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dou C., Perez V., Qu J., Tsin A., Xu B., Li J. ChemBio-Eng Rev. 2021. V. 8. № 5. P. 517. <https://doi.org/10.1002/cben.202000037>
2. Unger C., Gruene M., Koch L., Koch J., Chichkov B.N. Appl. Phys. A Mater. Sci. Process. 2011. V. 103. № 2. P. 271. <https://doi.org/10.1007/s00339-010-6030-4>

3. Barron J.A., Young H.D., Dlott D.D., Darfler M.M., Krizman D.B., Ringeisen B.R. *Proteomics*. 2005. V. 5. № 16. P. 4138.
<https://doi.org/10.1002/pmic.200401294>
4. Colina M., Serra P., Fernández-Pradas J.M., Sevilla L., Morenza J.L. *Biosens. Bioelectron.* 2005. V. 20. № 8 Spec. Iss. P. 1638.
<https://doi.org/10.1016/j.bios.2004.08.047>
5. Ali M., Pages E., Ducom A., Fontaine A., Guillemot F. *Biofabrication*. 2014. V. 6. № 4.
<https://doi.org/10.1088/1758-5082/6/4/045001>
6. Deng Y., Renaud P., Guo Z., Huang Z., Chen Y.J. *Biol. Eng.* 2017. V. 11. № 1. P. 1.
<https://doi.org/10.1186/s13036-016-0045-0>
7. Antoshin A.A., Churbanov S.N., Minaev N.V., Zhang D., Zhang Y., Shpichka A.I., Timashev P.S. *Bio-printing*. 2019. V. 15. May. P. e00052.
<https://doi.org/10.1016/j.bprint.2019.e00052>
8. Murphy S.V., Atala A. *Nat. Biotechnol.* 2014. V. 32. № 8. P. 773.
<https://doi.org/10.1038/nbt.2958>
9. Vartoukian S.R., Palmer R.M., Wade W.G. *FEMS Microbiol. Lett.* 2010. V. 309. № 1. P. 1.
<https://doi.org/10.1111/j.1574-6968.2010.02000.x>
10. Kochetkova T.V., Zayulina K.S., Zhigarkov V.S., Minaev N.V., Chichkov B.N., Novikov A.A., Toshchakov S.V., Elcheninov A.G., Kublanov I.V. *Int. J. Syst. Evol. Microbiol.* 2020. V. 70. № 2. P. 1192.
<https://doi.org/10.1099/ijsem.0.003902>
11. Gorlenko M.V., Chutko E.A., Churbanova E.S., Minaev N.V., Kachesov K.I., Lysak L.V., Evlashin S.A., Cheptsov V.S., Rybaltovskiy A.O., Yusupov V.I., Zhigarkov V.S., Davydova G.A., Chichkov B.N., Bagratashvili V.N. *J. Biol. Eng.* 2018. V. 12. № 1. P. 1.
<https://doi.org/10.1186/s13036-018-0117-4>
12. Dong J., Ueda K.I., Yagi H., Kaminskii A.A. *Opt. Rev.* 2008. V. 15. № 2. P. 57.
<https://doi.org/10.1007/s10043-008-0010-3>
13. Häring R., Paschotta R., Fluck R., Gini E., Melchior H., Keller U.J. *Opt. Soc. Am. B*. 2001. V. 18. № 12. P. 1805.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.18.001805>
14. Yakovin M., Yakovin D., Gribov A.J. *Opt. Technol.* 2023. V. 90. № 12. P. 725.
<https://doi.org/10.1364/jot.90.000725>
15. Yusupov V., Churbanov S., Churbanova E., Bardakova K., Antoshin A., Evlashin S., Timashev P., Minaev N. *Int. J. Bioprinting*. 2020. V. 6. № 3. P. 1–16.
<https://doi.org/10.18063/IJB.V6I3.271>
16. Zhigarkov V.S., Minaev N.V., Yusupov V.I. *Quantum Electron.* 2020. V. 50. № 12. P. 1134.
<https://doi.org/10.1070/QEL17426>
17. Danilov P.A., Zayarnyi D.A., Ionin A.A., Kudryashov S.I., Makarov S. V., Rudenko A.A., Yurovskikh V.I., Kulchin Y.N., Vitrik O.B., Kuchmizhak A.A., Drozdova E.A., Odnokov S.B. *Quantum Electron.* 2014. V. 44. № 6. P. 540.
<https://doi.org/10.1070/QE2014v044n06ABEH015426>
18. Yusupov V., Zhigarkov V. *Thin Solid Films*. 2024. V. 794. P. 140296.
<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2024.140296>
19. Locquet A. *Photonics*. 2020. V. 7. № 1.
<https://doi.org/10.3390/PHOTONICS7010022>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.384, 539.1.07, 539.1.03

ЗАМЕДЛИТЕЛЬ ИЗ ПОЛИЭТИЛЕНА С ОБЪЕМНЫМ ВКРАПЛЕНИЕМ ВИСМУТА ДЛЯ БОР-НЕЙТРОНОЗАХВАТНОЙ ТЕРАПИИ

© 2026 г. Т. А. Быков^а, Г. Д. Верховод^а, И. С. Ибрагим^а, Д. А. Касатов^{а, б},
Е. О. Соколова^{а, б, с}, Т. В. Шейн^{а, б}, С. В. Щукин^б, С. Ю. Таскаев^{а, б, с, *}

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^б Новосибирский государственный университет
Российская Федерация, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

^с Государственный университет “Дубна”
Российская Федерация, 141982, Дубна Московской обл., ул. Университетская, 19

* E-mail: taskaev@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 10.10.2025

После доработки 14.10.2025

Принята к публикации 17.11.2025

Для бор-нейтронозахватной терапии — перспективной методики лечения злокачественных опухолей — требуются интенсивные пучки нейтронов эпитеплового диапазона энергий. На ядерных реакторах или ускорителях заряженных частиц генерируют нейтроны с большей энергией и замедляют их до требуемой энергии за счет упругого и неупругого рассеяний нейтронов на атомных ядрах вещества замедлителя. Для терапии глубоко локализованных опухолей оптимальны нейтроны с энергией в районе 10 кэВ, и для получения такого пучка нейтронов применяется система формирования пучка с замедлителем из кристаллического или прессованного фторида магния. Для проведения научных исследований с органическими образцами и лабораторными животными используется водородосодержащий замедлитель (оргстекло, полиэтилен); в данном случае энергетический спектр нейтронов смещен в тепловую область. Мы предложили использовать замедлитель из полиэтилена с объемным вкраплением висмута. Представлены результаты измерения пространственного распределения интенсивности ядерных реакций поглощения нейтронов ядрами бора и интенсивности γ -излучения в водном фантоме для трех подобных замедлителей, изготовленных из оргстекла, полиэтилена и полиэтилена с объемным вкраплением висмута. Измерения проведены малогабаритным датчиком с парой литевых полистирольных сцинтилляторов, один из которых обогащен бором. Показано, что использование полиэтилена с объемным вкраплением висмута по сравнению с оргстеклом или полиэтиленом уменьшает нежелательную дозу γ -излучения при сохранении интенсивности нейтронного потока.

DOI: 10.7868/S3034564226020161

1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективной методикой лечения злокачественных опухолей считается бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) [1, 2], обеспечивающая избирательное уничтожение клеток опухоли путем накопления в них бора и последующего облучения нейтронами. В результате поглощения нейтрона ядром бора происходит ядер-

ная реакция с большим выделением энергии в клетке опухоли, что приводит к ее гибели.

В настоящее время методика БНЗТ начинает входить в клиническую практику: лечение проводят в Японии, клинические испытания проводят в Японии, Китае, Южной Корее, Финляндии и скоро начнут в России. Во всех клиниках для генерации нейтронов используют ускорители заряженных частиц с бериллиевой или литие-

вой мишенью. Терапевтический пучок нейтронов эпитеплового диапазона энергий получают, применяя систему формирования пучка с замедлителем из фторида магния.

Для проведения научных исследований с органическими образцами и лабораторными животными можно использовать и используют нейтроны теплового диапазона энергий. В этом случае для их получения эффективнее использовать водородосодержащий замедлитель (оргстекло, полиэтилен): из-за быстрого торможения нейтронов толщина замедлителя меньше и, как следствие, интенсивность потока нейтронов выше. Для уменьшения дозы γ -излучения мы предлагаем использовать замедлитель из полиэтилена с объемным вкраплением висмута.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследования проведены в Институте ядерной физики СО РАН на ускорительном источнике нейтронов VITA [3]. Схема установки приведена на рис. 1. Установка состоит из электростатического тандемного ускорителя заряженных частиц оригинальной конструкции (ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией)

для получения стационарного моноэнергетичного пучка протонов или дейтронов с энергией до 2.3 МэВ, током до 10 мА, литиевой мишени для генерации нейтронов с выходом до $2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и ряда систем формирования пучка нейтронов для получения пучка холодных, тепловых, эпитепловых или быстрых нейтронов.

При проведении данного исследования мы использовали пучок протонов с энергией 2.1 МэВ и током 1 мА. Литиевая мишень размещалась в горизонтальном тракте в положении В. Вплотную к мишени размещался один из трех изготовленных замедлителей: оргстекло, полиэтилен или полиэтилен с объемным вкраплением висмута. Далее с зазором 5 мм к замедлителю размещали водный фантом. На перемещаемой площадке фантома рядом закреплялись два датчика для измерения интенсивности потока нейтронов и γ -излучения.

Все замедлители изготовлены в виде дисков диаметром 155 мм. Толщина дисков из оргстекла и из полиэтилена с объемным вкраплением висмута равна 72 мм, толщина диска из полиэтилена составляет 52 мм.

Диск из полиэтилена с объемным вкраплением висмута изготовлен из порошка полиэти-

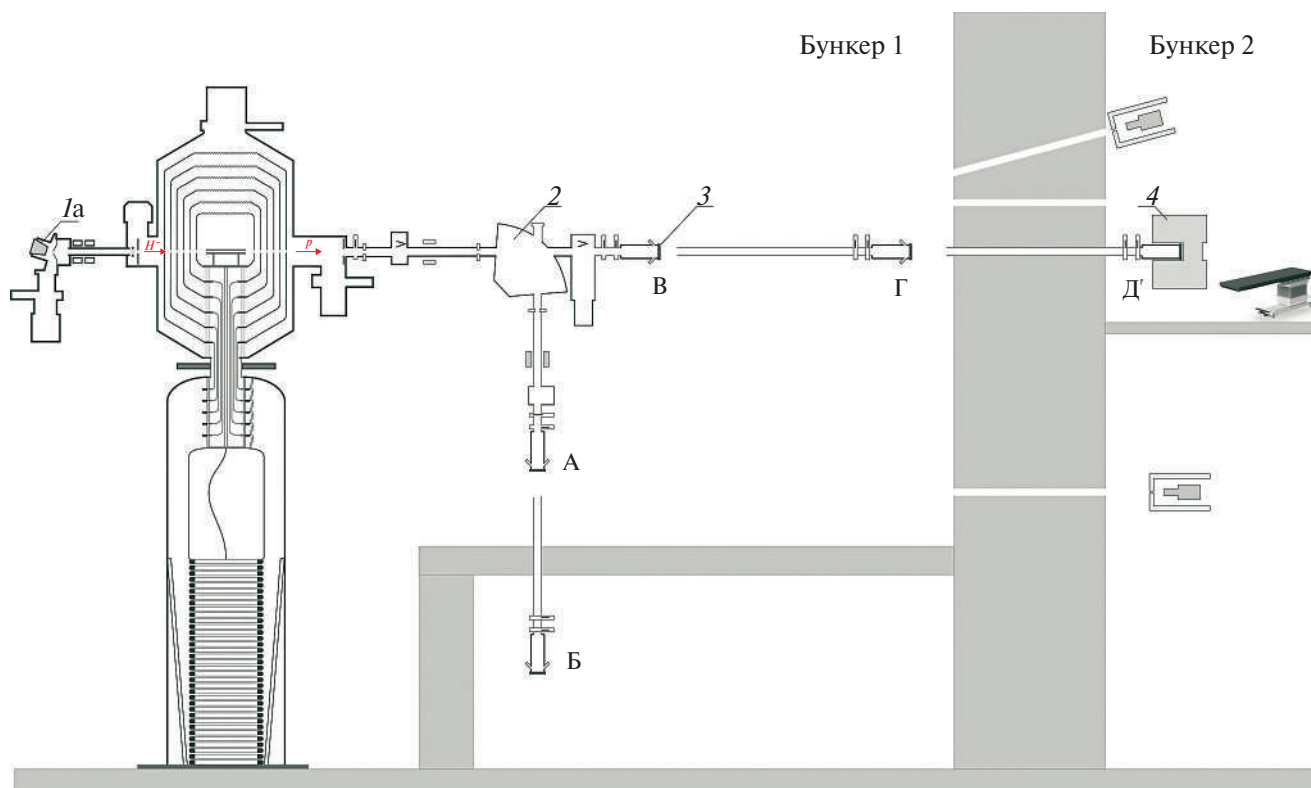


Рис. 1. Схема ускорительного источника нейтронов VITA: 1 – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, 2 – поворотный магнит, 3 – литиевая нейтроногенерирующая мишень, 4 – система формирования пучка нейтронов с замедлителем из фторида магния. Литиевая мишень размещается в положениях А, Б, В, Г или Д

лена и порошка высокочистого висмута ВИ-00 методом литья пластмасс под давлением в Институте химии твердого тела и механохимии СО РАН. Этот замедлитель аналогичен материалу Poly-Biz [4], производимому компанией Shieldwerx (США) и используемому для защиты от γ -излучения; плотность атомных ядер водорода в нем считается равной $5.39 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, плотность атомных ядер висмута составляет $6.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Толщина дисков замедлителя выбрана таким образом, чтобы все замедлители формировали пучок нейтронов со схожим энергетическим спектром. Поскольку замедление нейтронов обеспечивается преимущественно за счет их упругого рассеяния на атомных ядрах водорода, толщина замедлителя подбиралась таким образом, чтобы получить в них примерно одинаковую линейную плотность атомных ядер водорода. Получилось, что в изготовленном замедлителе из оргстекла плотностью 1.18 г/см^3 линейная плотность атомных ядер водорода равна $4.08 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$, в замедлителе из полиэтилена с объемным вкраплением висмута она на 5 % меньше ($3.88 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$), а в замедлителе из полиэтилена плотностью 0.94 г/см^3 — на 3 % больше ($4.20 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$).

Водный фантом — это сосуд в форме параллелепипеда размером $330 \times 330 \times 315 \text{ мм}^3$, заполненный водой, с площадкой, перемещаемой в трех направлениях. Сосуд изготовлен из монолитного поликарбоната. Передняя стенка сосуда, прислоняемая к замедлителю, сделана из тонкой мембраны из полиэтилентерефталата толщиной 0.5 мм. Толщина всех остальных стенок из поликарбоната составляет 8 мм, толщина дна равна 16 мм.

Для измерения интенсивности излучения мы использовали разработанный малогабаритный

датчик с парой литевых полистирольных сцинтилляторов, один из которых обогащен бором [5]. Размер чувствительного элемента датчика равен примерно 1 мм^3 . Световой сигнал от датчика по оптоволоконному кабелю попадал на микропиксельный лавинный фотодиод, и электроника регистрации инкрементировала счетчик событий при превышении сигналом порога на уровне нескольких оптических фотонов. Величину потока нейтронов мы определяли через разность счета между двумя датчиками. Поскольку сигнал нейтронного потока обусловлен поглощением нейтронов ядрами бора, аналогично процессу в БНЗТ, будем считать этот сигнал “борной” дозой — одной из четырех компонент дозы, рассматриваемых в БНЗТ. Доза γ -излучения определялась через разность счета в канале детектора со сцинтиллятором без бора и в канале без сцинтиллятора, но с оптоволоконным кабелем, поскольку это позволяет исключить вклад черенковского излучения, образующегося в оптоволокне.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

При проведении исследований энергия пучка протонов равна $2.100 \pm 0.002 \text{ МэВ}$, ток пучка протонов поддерживался на уровне от 0.98 мА до 1.1 мА со стабильностью от 0.3 до 1.5 %. Характерные глубинные и радиальные распределения скорости счета датчиков, нормированные на единицу тока пучка протонов величиной 1 мА, с применением замедлителя из полиэтилена с объемным вкраплением висмута приведены на рис. 2, 3. При использовании других замедлителей распределения аналогичны.

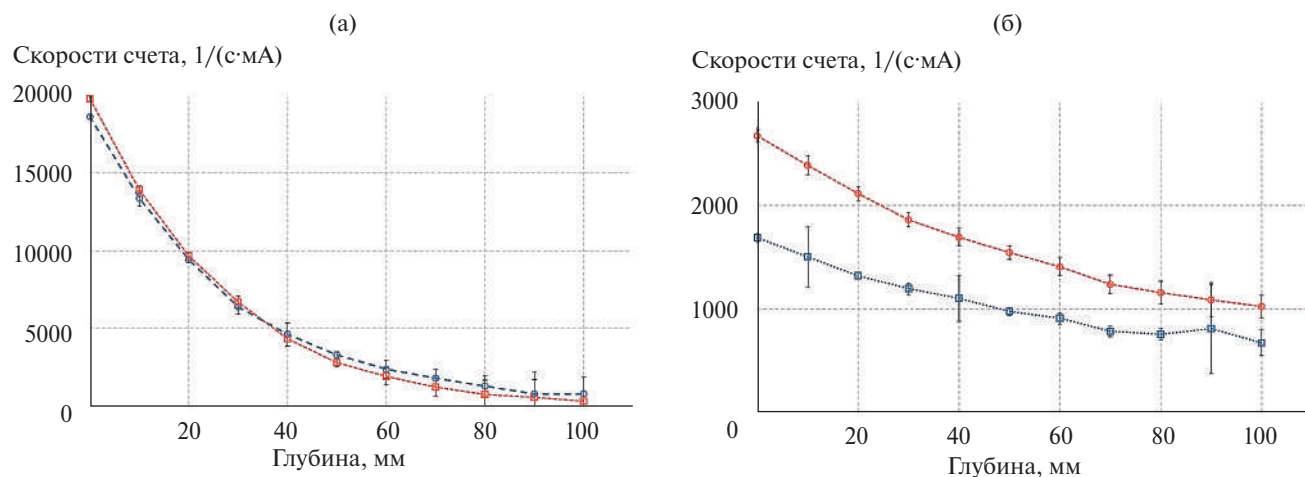


Рис. 2. Распределения скорости счета по глубине для датчика нейтронов (а) и датчика γ -излучения (б), нормированные на ток пучка протонов величиной 1 мА

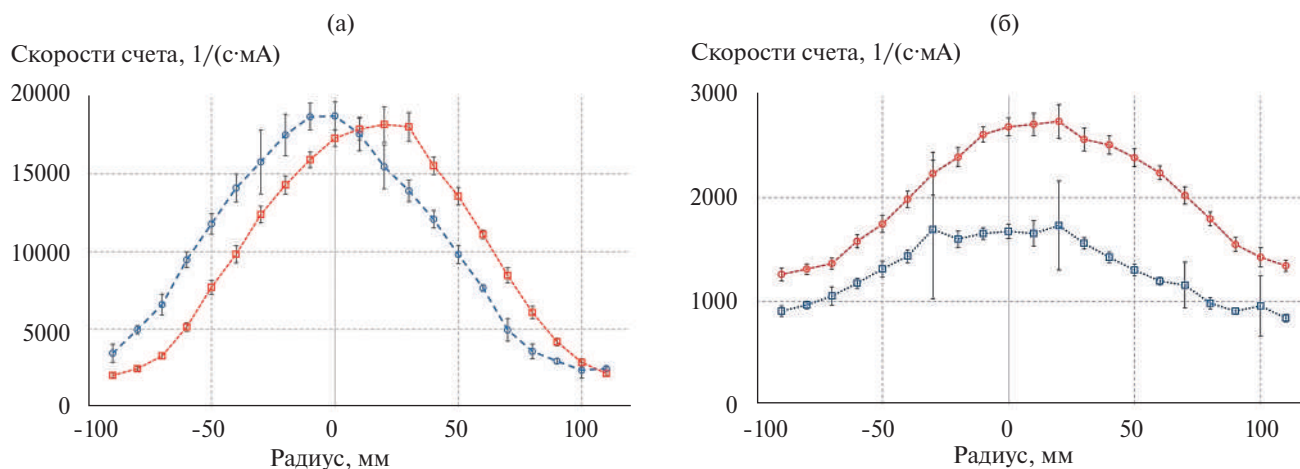


Рис. 3. Радиальные распределения скорости счета датчика нейтронов (а) и датчика γ -излучения (б), нормированные на ток пучка протонов величиной 1 мА

Видно, что интенсивность излучения уменьшается с глубиной: так, регистрируемая интенсивность потока нейтронов уменьшается в 2 раза на глубине 2 см, интенсивность γ -излучения уменьшается в 2 раза на глубине 7 см. Ширина на полувысоте радиального распределения интенсивности потока нейтронов равна 11 см, γ -излучения — примерно 15 см.

При проведении исследований установлено, что реализованное крепление датчиков к подвижной каретке водного фантома не обеспечивало желаемой точности их положения при движении каретки, а именно: при возвращении датчика в исходное положение его реальное положение могло отличаться на расстояние порядка 1 мм, и это приводило к различающимся результатам при измерении. Причина состоит в том, что мы помещали все три оптоволоконных кабеля каждого датчика в светонепроницаемую пластиковую трубку, и все эти три трубки вместе винтами не очень жестко, стремясь не повредить оптоволоконные кабели, прижимали к подвижной каретке водного фантома, направляя трубки вверх и придерживая их над водной поверхностью фантома крюком кран-балки.

Более точные результаты для сравнения параметров излучения при использовании разных замедлителей получены, когда мы не смещали датчик, а заменяли замедлители. Именно для этой процедуры был оставлен зазор в 5 мм между поверхностью замедлителя и стенкой водного фантома. При использовании более тонкого замедлителя из полиэтилена мы аккуратно придвинули водный фантом в направлении к литиевой мишени на 20 мм. Измерения для сравнения замедлителей одинаковой толщины

проводились в нескольких точках размещения датчика вблизи максимального сигнала; измерения для сравнения тонкого замедлителя с более толстыми замедлителями проводились в одной точке максимального сигнала.

Из двух используемых датчиков один давал более стабильные показания, и именно его показания мы анализировали далее.

Нейтронный датчик настроен таким образом, что при отсутствии нейтронов он выдавал отрицательный сигнал на уровне 100 с^{-1} . Хотя такая сдвигка нулевого сигнала мала (на уровне 0.5 % от анализируемого сигнала), мы ею не пренебрегали, а учитывали. На рис. 4а приведен график зависимости скорости счета нейтронного датчика от энергии пучка протонов в диапазоне 1.0–1.85 МэВ при использовании замедлителей из оргстекла и полиэтилена с объемным вкраплением висмута. Следует указать, что при этих значениях энергии протонов генерация нейтронов не происходила; порог реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ равен 1.882 МэВ. Видно, что скорость счета нейтронного датчика при отсутствии нейтронов не зависит от энергии протонов и используемого замедлителя. Усреднив все эти значения, мы получим значение, равное -130 ± 20 ; его мы будем вычитать из показаний нейтронного датчика при генерации нейтронов для определения борной дозы.

С определением нулевого сигнала показания датчика γ -излучения ситуация немного сложнее. Нас интересовало γ -излучение, производимое нейтронами в результате их взаимодействия с атомными ядрами конструкционных материалов мишенного узла, замедлителя и водного фантома, например в виде фотонов с энергией

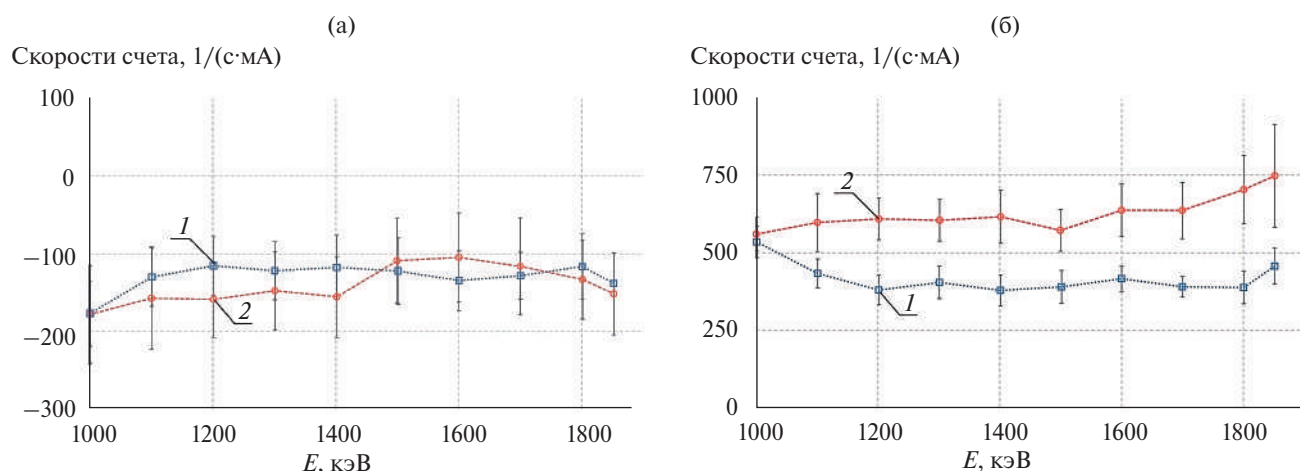


Рис. 4. Зависимости скорости счета нейтронного датчика (а) и датчика γ -излучения (б) от энергии пучка протонов E при использовании замедлителей из полиэтилена с объемным вкраплением висмута (1) и из оргстекла (2)

2.2 МэВ, образующихся в реакции $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$, и заметно меньшее по интенсивности излучение фотонов с энергией 478 кэВ, генерируемых в результате неупругого рассеяния протонов на атомных ядрах лития в реакции $^7\text{Li}(p, p', \gamma)^7\text{Li}$ [6]. Но в проводимых исследованиях датчик регистрировал не только интересующее нас излучение, но и тормозное излучение ускорителя. Для измерения вклада тормозного излучения ускорителя мы провели измерения при исключении генерации нейтронов. На рис. 46 приведена зависимость скорости счета датчика γ -излучения от энергии пучка протонов в диапазоне 1.0–1.85 МэВ при использовании замедлителей из оргстекла и полиэтилена с объемным вкраплением висмута. Видно, что скорость счета слабо зависит от энергии и зависит от используемого замедлителя. Тормозное излучение ускорителя вызвано преимущественно торможением электронов, образующихся в ускорительном канале ускорителя, в конструкционных материалах газовой обдирочной мишени, размещенной внутри высоковольтного электрода ускорителя. При увеличении напряжения высоковольтного электрода увеличивается энергия электронов и, как следствие, интенсивность тормозного излучения, но одновременно уменьшается поток электронов из-за меньшего сечения ионизации остаточного газа ускоренными ионами. Этим эффектом может объясняться слабая зависимость скорости счета детектора γ -излучения от напряжения ускорителя (напряжение высоковольтного электрода в два раза меньше энергии протонов за вычетом начальной энергии инжектируемого в ускоритель пучка отрицательных ионов водорода). Такая слабая зависи-

мость позволяет экстраполировать значения на энергию 2.1 МэВ и получить следующие значения интенсивности тормозного излучения: 630 ± 20 при использовании замедлителя из оргстекла и 420 ± 30 при использовании замедлителя из полиэтилена с объемным вкраплением висмута. Меньшее значение регистрируемой интенсивности тормозного излучения при использовании замедлителя из полиэтилена с объемным вкраплением висмута естественно объясняется наличием висмута, уменьшающего интенсивность γ -излучения. Замедлитель из полиэтилена из-за большего содержания атомных ядер кислорода и углерода немного лучше должен уменьшать регистрируемую интенсивность тормозного излучения по сравнению с оргстеклом, но, поскольку эти атомные ядра легкие, это уменьшение будет небольшим, поэтому будем считать величину интенсивности тормозного излучения при использовании замедлителя из полиэтилена такой же, как и при использовании замедлителя из оргстекла.

Сравним результаты измерений, когда датчик оставался в неподвижном состоянии, а замедлители заменялись. Сначала заменялся замедлитель из оргстекла и замедлитель из полиэтилена с объемным вкраплением висмута, измерения проводились трижды, каждый раз при энергиях 2.1 и 1.85 МэВ. Затем водный фантом придвигался к литиевой мишени на 20 мм и также трижды проводились измерения с замедлителем из полиэтилена. Результаты измерения приведены в табл. 1, 2. Здесь мы определяли мощность борной дозы и дозы γ -излучения, отнимая от измеренной скорости счета соответствующего детектора определенное выше значение сдвигки нулевого сигнала.

Таблица 1. Скорость счета нейтронного датчика Y , нормированная на ток пучка протонов, и определенная мощность борной дозы D_B

Замедлитель	Y , 1/(с·мА)	D_B , отн. ед.	D_B , %
Оргстекло	$14\,280 \pm 400$	$14\,400 \pm 400$	100
Полиэтилен с объемным вкраплением висмута	$13\,740 \pm 300$	$13\,870 \pm 300$	96 ± 4
Полиэтилен	$22\,500 \pm 1000$	$22\,630 \pm 1000$	157 ± 7

Таблица 2. Скорость счета датчика γ -излучения Y , нормированная на ток пучка протонов, и определенная мощность дозы γ -излучения D_γ

Замедлитель	Y , 1/(с·мА)	D_γ , отн. ед.	D_γ , %
Оргстекло	2860 ± 150	2230 ± 160	100
Полиэтилен с объемным вкраплением висмута	2140 ± 120	1720 ± 130	77 ± 9
Полиэтилен	4110 ± 190	3480 ± 200	156 ± 10

Ранее мы использовали замедлитель из оргстекла и провели большое количество исследований с органическими образцами, лабораторными животными, а также проводили облучение домашних животных (кошек и собак) со спонтанными опухолями. Со списком публикаций этих исследований можно ознакомиться в отдельных главах монографий [1–3] и в статье [7]. По этой причине сравним полученные результаты с использованием замедлителя из оргстекла.

Видно, что применение замедлителя из полиэтилена с объемным вкраплением висмута позволило существенно (на 23 %) уменьшить мощность дозы γ -излучения практически без снижения мощности борной дозы. Данный эффект объясняется тем, что размеры и замедляющие свойства замедлителей одинаковы и потому нет разницы в борной дозе, зато наличие тяжелого металла внутри замедлителя уменьшает дозу γ -излучения.

Также видно, что применение полиэтилена меньшей толщины вместо оргстекла привело к одинаковому повышению мощности как борной дозы, так и дозы γ -излучения. Такое повышение объясняется приближением детектора к источнику излучения. Если при использовании замедлителя из оргстекла детектор размещен на расстоянии 108 мм от литиевого слоя мишени, то в случае использования замедлителя из полиэтилена — на расстоянии 88 мм. Полагая, что зависимость интенсивности излучения от расстояния квадратичная, получим, что при-

менение более тонкого замедлителя увеличивает мощность дозы в 1.51 раза, что хорошо согласуется с измеренными значениями.

Таким образом, в результате проведенного исследования установлено, что применение замедлителя из полиэтилена с объемным вкраплением висмута улучшает характеристики пучка нейтронов для проведения исследований в области бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При проведении научных исследований в области бор-нейтронозахватной терапии для формирования пучка нейтронов используется водородосодержащий замедлитель, обеспечивающий большую мощность дозы по сравнению с замедлителем из фторида магния, используемым для лечения больных. В работе проведено сравнение трех замедлителей, изготовленных из оргстекла, полиэтилена и полиэтилена с объемным вкраплением висмута. С помощью малогабаритного детектора с парой литиевых полистирольных сцинтилляторов, один из которых обогащен бором, измерены пространственные распределения борной дозы и дозы γ -излучения в водном фантоме. Установлено, что замедлитель из полиэтилена по сравнению с замедлителем из оргстекла за счет меньшей толщины обеспечивает большую мощность как борной дозы, так и дозы γ -излучения. Замедлитель из полиэтилена с объемным вкраплением висмута по срав-

нению с замедлителем из оргстекла существенно снижает мощность дозы γ -излучения при сохранении мощности борной дозы. Рекомендовано использовать замедлитель из полиэтилена с объемным вкраплением висмута для проведения научных исследований в области БНЗТ с применением органических образцов, лабораторных животных, а также при облучении домашних животных со спонтанными опухолями для разработки средств дозиметрии и тестирования новых препаратов адресной доставки бора.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках госзадания “Конъюгаты бор-содержащих квантовых точек с биовекторами для диагностики и бор-нейтронозахватной терапии поверхностных злокачественных опухолей (FEEM-2024-0011)”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Neutron Capture Therapy: Principles and Applications. Ed. by W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa, K. Ono. Springer, 2025.
2. Ahmed M., Alberti D., Altieri S. et al. Advances in Boron Neutron Capture Therapy. International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, 2023.
3. Taskaev С.Ю. Ускорительный источник нейтронов VITA. М.: Физматлит, 2024.
4. Poly-Biz specifications.
https://www.shieldwerx.com/_files/ugd/fb24e8_6a2cdd78994041abb62cd67538a7e3d2.pdf
5. Bykov T., Kasatov D., Koshkarev A. et al. J. Instrum. 2021. V. 16. Art. P10016.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/10/P10016>
6. Taskaev S., Bykov T., Kasatov D. et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B. 2021. V. 502. P. 85.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2021.06.010>
7. Taskaev S., Berendeev E., Bikchurina M. et al. Biology. 2021. V. 10. Art. 350.
<https://doi.org/10.3390/biology10050350>

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

УДК 532.546.3

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЬЕЗОПРОВОДНОСТИ ПОРИСТОГО
ОБРАЗЦА МЕТОДОМ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ
В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ**

© 2026 г. А. О. Храмов*, М. Н. Овчинников, А. Г. Гаврилов

*Казанский федеральный университет
Российская Федерация, 420008, Казань, ул. Кремлевская, 18*

* E-mail: hao73@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.09.2025

После доработки 16.11.2025

Принята к публикации 17.12.2025

Статья посвящена определению фильтрационных параметров нефтяного пласта методом фильтрационных волн давления. Рассмотрено применение метода в лабораторных условиях в случае прямолинейно-параллельной фильтрации. Описана лабораторная установка для исследования образцов пористых сред с автоматизированной системой управления лабораторным экспериментом. Установка позволяет исследовать образцы размерами до $145 \times 10 \times 6 \text{ см}^3$, задавая расход жидкости, изменяющийся по гармоническому закону с периодами воздействия от единиц секунд и измеряя давления в различных точках образца. По полученным временным рядам расхода жидкости и давления может быть вычислена пьезопроводность образца с погрешностью 3 %. Представлены результаты экспериментального исследования песка с помощью установки и расчета пьезопроводности.

DOI: 10.7868/S3034564226020179

1. ВВЕДЕНИЕ

Проектирование разработки нефтяных месторождений предполагает знание фильтрационных параметров пласта (ФПП), в частности пьезопроводности. Действительно, знание этих параметров позволяет определить оптимальное расположение скважин и режимы их работы, тем самым повышая эффективность нефтеизвлечения. Для определения этих параметров обычно проводятся гидродинамические исследования — полевые и лабораторные. В первом случае проводится натурный эксперимент на реальном пласте, во втором осуществляются исследования керна, либо модели пласта [1]. Лабораторный эксперимент может быть полезен как для измерения фильтрационных параметров, так и для исследования процесса фильтрации (течения флюидов через пористые среды), верификации фильтрационных моделей.

Гидродинамические методы исследования скважин (ГДИ) как методы определения ФПП

подразделяются на стационарные и нестационарные. При этом в скважинных условиях обычно используются нестационарные методы, а в лабораторных условиях — стационарные. Среди нестационарных методов основными являются метод кривой восстановления давления (КВД) и его модификации и метод фильтрационных волн давления (ФВД) [2]. Метод ФВД заключается в задании на одной из скважин (возмущающей) периодических изменений расхода жидкости и давления и одновременном измерении давления на реагирующих скважинах. По полученным зависимостям расхода жидкости и давлений в скважинах от времени могут быть вычислены параметры пласта. Этот метод обладает рядом преимуществ, среди них помехоустойчивость [3, 4], возможность исследования неоднородности параметров пласта [1, 5] и верификации моделей фильтрации [6]. Вместе с тем он более трудоемкий, и успешная его реализация предполагает автоматизацию эксперимента.

В настоящей работе рассматривается вопрос определения пьезопроводности. Она представляет собой комплексный параметр, характеризующий динамическое перераспределение давления в пласте или лабораторном образце и включающий в себя проницаемость пористой среды k , динамическую вязкость жидкости μ , пористость горной породы m и упругие характеристики — сжимаемости горной породы β_c и жидкости $\beta_{\text{ж}}$ [7],

$$\chi = \frac{k}{\mu(m\beta_{\text{ж}} + \beta_c)}. \quad (1)$$

Пьезопроводность может быть определена только в условиях нестационарной фильтрации. В нашей работе фильтрация рассматривается в рамках модели упругого режима с использованием уравнения пьезопроводности [8]

$$\partial P / \partial t = \chi \cdot \Delta P, \quad (2)$$

основанного на законе Дарси

$$w = -\frac{k}{\mu} \text{grad } P, \quad (3)$$

где w — скорость фильтрации.

Отметим, что определению пьезопроводности в лабораторных условиях посвящено весьма небольшое число работ [9–11], основанных, как правило, на создании переходного гидродинамического режима в образце [12].

В настоящей работе рассмотрено определение пьезопроводности в лабораторных условиях на оригинальной установке, позволяющей соз-

давать волны давления в протяженной модели пласта и регистрировать несколькими манометрами значения давления в различных его точках.

Отметим, что подобные исследования могут быть актуальны не только для нефтегазовой промышленности, но и при разработке технологий, использующих фильтрацию флюидов в химической промышленности.

1. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Лабораторная установка предназначена для исследования прямолинейно-параллельной фильтрации жидкостей. Модель пласта представляет собой герметичный контейнер, в который помещается образец пористой среды (рис. 1), она является модификацией установки, использованной в работе [6]. Максимальные размеры образца таковы: длина — 1.45 м, ширина — 0.1 м, высота — 0.06 м.

Герметичность достигается за счет ровной поверхности бортиков из эпоксидной смолы и вакуумной резины (использована резина марки 5 мм 7889 ТУ 38105116-81). Резина прокладывается между бортиками и крышкой из оргстекла, сверху крышка накрывается металлической рамкой, прижимаемой струбцинами.

В контейнере для прокачки рабочей фильтрующей жидкости существуют входное и выходное отверстия, связанные через расширительную емкость и перистальтический нагнетающий

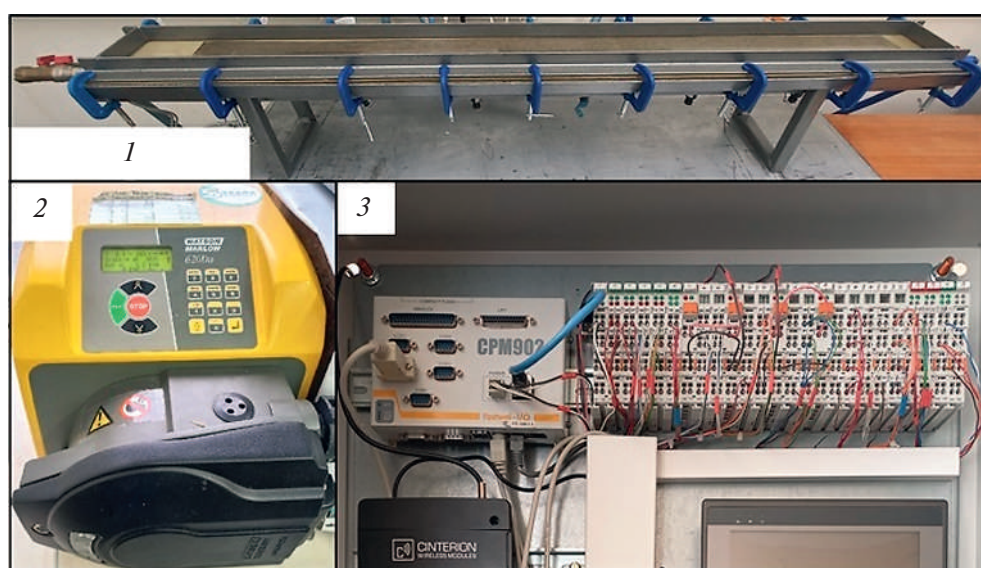


Рис. 1. Лабораторная установка для определения фильтрационных параметров пласта методом фильтрационных волн давления: 1 — контейнер с помещенным в него образцом (песком), 2 — перистальтический насос, 3 — контроллер с модулями ввода/вывода

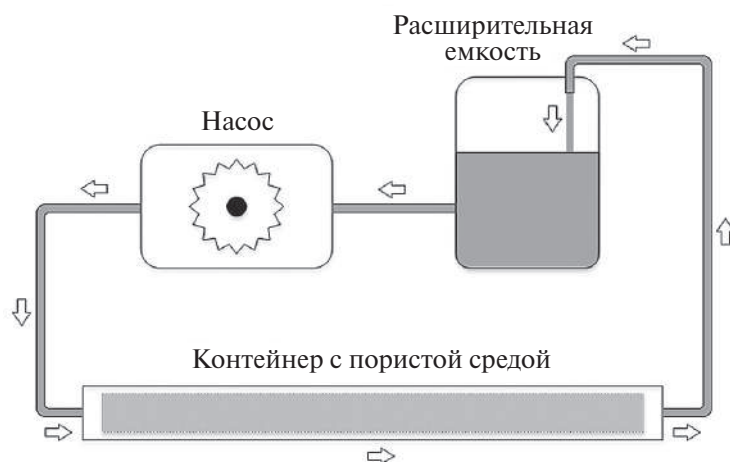


Рис. 2. Схема движения флюида в экспериментальной установке

насос в единую систему. Схема движения флюида в экспериментальной установке изображена на рис. 2.

При подаче жидкости в экспериментальную ячейку насос берет ее из расширительной емкости, которая изначально наполняется жидкостью. Пройдя через пористый образец, жидкость сливается обратно в эту же емкость. Таким образом, жидкость циркулирует в экспериментальной установке.

На входе и выходе контейнера установлены мелкоячеистые ограничительные сетки на медной основе, ограничивающие движение пористой среды (в данном эксперименте — песка).

К контейнеру с помощью входной соединительной трубки подключен перистальтический насос марки Watson Marlow 620Du с функцией управления напряжением. Насос позволяет задавать объемный расход жидкости от $1.7 \cdot 10^{-6}$ до $3 \cdot 10^{-4}$ м³/с с точностью дозирования 0.5 %.

Частота оборотов двигателя насоса управляется напряжением, подаваемым на его вход с модуля аналогового вывода AIM731. Данный модуль может формировать напряжение на выходе в диапазоне от –10 до +10 В с основной приведенной погрешностью 0.04 %.

По длине контейнера на различных расстояниях от входной трубки располагаются 12 трубок для манометров. Расстояния между трубками для манометров составляет 0.12 м, расстояние от левой границы образца до первой трубки равно 0.09 м. Трубки с внутренней стороны, контактирующей с образцом, защищены мелкоячеистыми ограничительными сетками на медной основе для обеспечения защиты манометров от проникновения мусора (частиц сыпучей

пористой среды). Трубки расположены в нижней части контейнера — приварены к его дну, т.е. манометры устанавливаются вверх рабочей полостью, благодаря чему отсутствует необходимость предварительно заполнять манометры фильтрующей жидкостью, пузырек воздуха удаляется сам собой — уходит вверх. Для перехода к иной фильтрующей жидкости достаточно выкрутить манометр из трубки, протереть его полость скрученной тканью или ватой и вкрутить обратно.

В нашей работе были использованы восемь манометров марки Honeywell MLN050PAB01 A, позволяющие измерять давление до 340 кПа с погрешностью 0.25 %. У данных манометров предусмотрена металлическая изоляция внутренних чувствительных элементов от агрессивных сред. Манометры расположены на расстояниях от левой границы образца, равном соответственно 0.09, 0.33, 0.57, 0.81, 1.05, 1.17, 1.29, 1.41 м.

Сигналы с манометров подаются на каналы модулей аналогового ввода AIM728. Модули AIM728 могут измерять напряжение, подаваемое на их входы, в диапазоне от –20 до +20 В с основной приведенной погрешностью 0.01 %.

Для управления и анализа результатов лабораторных гидродинамических исследований была разработана автоматизированная система управления лабораторным экспериментом, позволяющая исследовать процессы прямолинейно-параллельной фильтрации. Основное назначение системы — исследование параметров модельного пласта в лабораторных условиях методом ФВД.

Основным узлом шкафа контроллера является контроллер СРМ902 фирмы Fastwel.

Контроллер представляет собой компактное вычислительное устройство с интерфейсом скоростной шины, посредством которой происходит обмен данными с модулями ввода-вывода. Модули ввода-вывода являются подчиненными устройствами контроллера. Модули ввода осуществляют преобразование входных электрических сигналов в цифровой код, передаваемый контроллеру. Модули вывода генерируют выходные электрические сигналы, соответствующие цифровому коду, полученному от контроллера.

Структурная схема комплекса технических средств представлена на рис. 3.

Программа для контроллера СРМ902 [13] позволяет задавать изменения объемного расхода жидкости, подаваемой насосом в образец, вида сдвинутого гармонического сигнала (без откачки жидкости),

$$Q = \frac{M}{2} (1 - \cos(2\pi ft + \varphi_0)) = M \sin^2\left(\frac{2\pi ft + \varphi_0}{2}\right), \quad (4)$$

где M – размах изменений расхода жидкости (он равен удвоенной амплитуде для изменений гар-

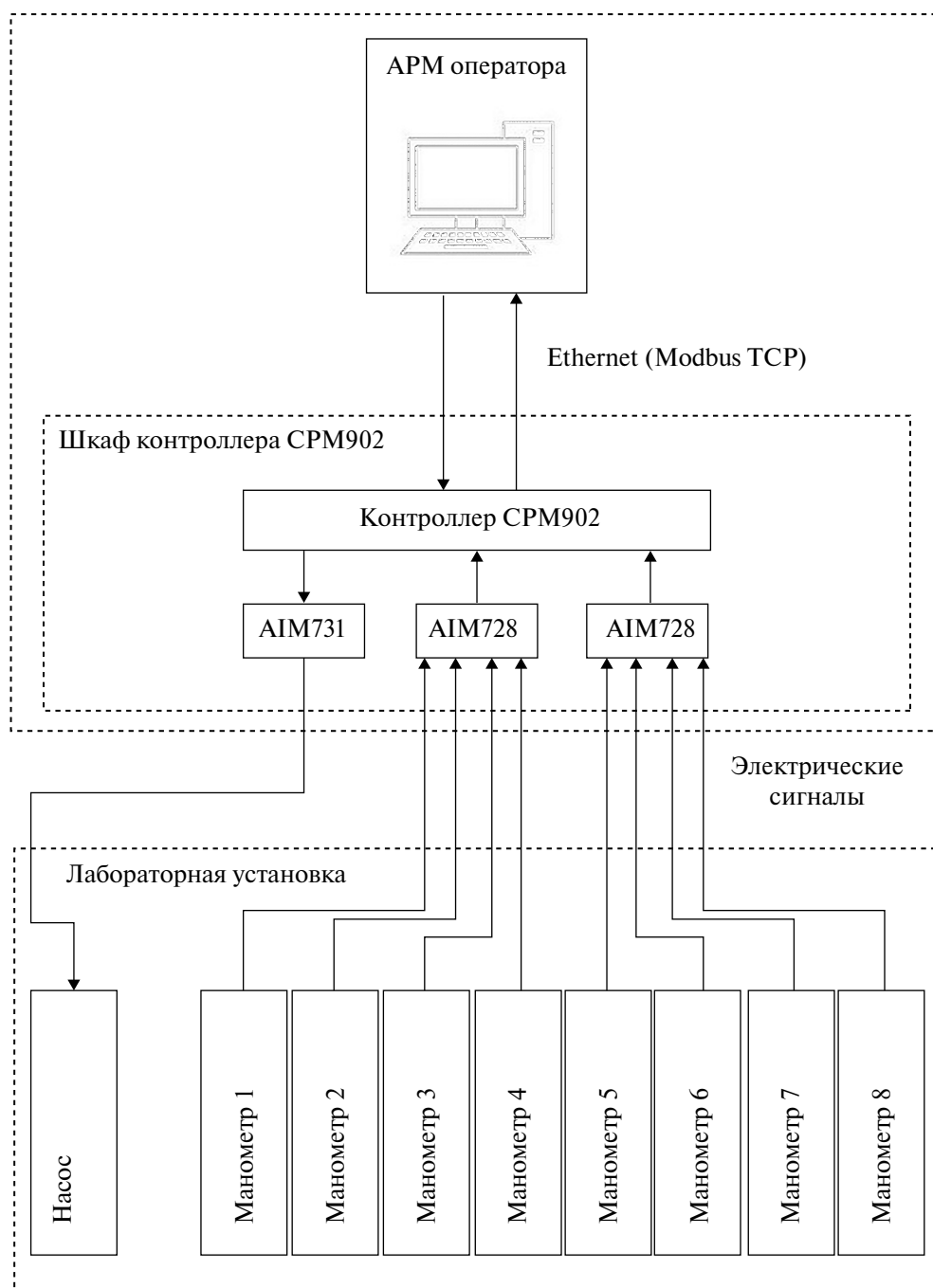


Рис. 3. Структурная схема комплекса технических средств и обмена данными

монического вида и вводится из соображений удобства, в рассматриваемой установке он является разницей между максимальным и минимальными значениями объемного расхода жидкости), f — частота гармонических колебаний расхода жидкости, φ_0 — начальная фаза гармонических колебаний расхода жидкости.

Программа также позволяет регистрировать показания восьми манометров в реальном времени.

Программа по протоколу Modbus TCP получает с автоматизированного рабочего места (АРМ) следующие данные:

- размах колебаний объемного расхода жидкости в м³/с;
- частоту колебаний в Гц;
- начальную фазу колебаний в радианах;
- состояние работы насоса (TRUE — включен, FALSE — отключен).

В соответствии с этими данными и калибровочными коэффициентами насоса программа генерирует гармонический сигнал, который с модуля AIM731 подается на вход насоса в единицах напряжения В.

На АРМ программа передает генерируемый сигнал в единицах (л/мин) объемного расхода жидкости в реальном времени.

С модулей AIM728 программа получает сигналы манометров, преобразует их в единицы давления Па и передает на АРМ оператора по протоколу Modbus TCP.

Программа позволяет проводить лабораторные гидродинамические исследования методом ФВД с заданными параметрами гармонического сигнала. Также есть возможность получения ста-

ционарного течения. Для этого достаточно задать нулевую частоту и начальную фазу φ . В этом случае требуемый постоянный расход жидкости будет равен заданному размаху. Для исследования методом КВД после установления течения необходимо отключить насос путем изменения состояния работы насоса с TRUE на FALSE.

2. РАСЧЕТ ПЬЕЗОПРОВОДНОСТИ

Рассмотрим случай задания волн давления с левой границы пласта по расходу жидкости и поддержания постоянного давления с правой.

Начальное условие:

$$P(x, 0) = P_0. \quad (5)$$

Граничное условие слева по расходу жидкости в виде периодической функции

$$-\sigma \frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{x=0} = q_0 - q_1 \cos(\omega t), \quad (6)$$

где σ — площадь сечения; $q_0 - q_1 \cos(\omega t)$ — хорошая аппроксимация функции расхода жидкости при задании квазигармонических колебаний (см. рис. 3), $\beta = (\mu\beta_{\text{ж}} + \beta_c)$ — упругоемкость, ω — циклическая частота, χ — пьезопроводность, k — проницаемость, μ — вязкость в законе Дарси.

Граничное условие справа

$$P(L, t) = P_A,$$

где L — длина образца. (7)

Обозначим

$$\lambda_n = \frac{\pi(2n+1)}{2L}. \quad (8)$$

Решение для давления будет выглядеть следующим образом (использована работа [14]):

$$\begin{aligned} P(x, t) = & (P_0 - P_A) \frac{2}{L} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(\lambda_n x)}{\lambda_n} \cos(\pi n) \exp(-\lambda_n^2 \chi t) + \\ & + P_A \frac{2}{L} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(\lambda_n x)}{\lambda_n} \cos(\pi n) + q_0 \frac{2}{L\sigma\beta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(\lambda_n x)}{\lambda_n^2 \chi} [1 - \exp(-\lambda_n^2 \chi t)] - \\ & - q_1 \frac{2}{L\sigma\beta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(\lambda_n x)}{\omega^2 + (\lambda_n^2 \chi)^2} \{ \lambda_n^2 \chi \cos(\omega t) + \omega \sin(\omega t) - \lambda_n^2 \chi \exp(-\lambda_n^2 \chi t) \}. \end{aligned} \quad (9)$$

Введем параметры

$$\gamma_1 = \frac{2}{L} \frac{q_1}{\sigma\beta} \chi \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(\lambda_n x)}{\omega^2 + (\lambda_n^2 \chi)^2} \lambda_n^2 \chi, \quad (10)$$

$$\gamma_2 = \frac{2}{L} \frac{q_1}{\sigma\beta} \chi \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(\lambda_n x)}{\omega^2 + (\lambda_n^2 \chi)^2} \omega. \quad (11)$$

Тогда для периодической составляющей давления в произвольной точке решение можно записать в виде

$$\begin{aligned} A \cos(\omega t - \varphi) = & \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \cos[\omega t - \varphi], \\ \varphi = & \arctg(\gamma_2 / \gamma_1). \end{aligned} \quad (12)$$

В реальном эксперименте, считая систему линейной, проводим фурье-разложение экспериментально полученных сигналов и рассматриваем их фазы для первой гармоники. Зная из эксперимента фазы φ , можно определить пьезопроводность по измерениям на каждом датчике со своей разностью фаз или по разности фаз для одной и той же волны для разных манометров.

Фурье-анализ позволяет выделить полезный гармонический сигнал с заданным периодом во временном ряде измеренных давлений, что обуславливает помехоустойчивость метода [4].

3. РЕЗУЛЬТАТ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Пример реализации эксперимента показан на рис. 4. В качестве экспериментального образца здесь выступает песок с размерами гранул менее 1 мм. Фильтруемая жидкость — вода.

Все элементы установки и используемый флюид до начала и в ходе проведения экспериментов находились при одной и той же комнатной температуре, чтобы исключить фактор изменения пьезопроводности, связанный с перераспределением температуры между флюидом и модельным пористым пластом в процессе эксперимента.

В ходе заполнения контейнера песок максимально уплотняется, его пористость в таком случае составляет 0.35. Утрамбовка песка в уста-

новке осуществляется путем прогонки фильтрующей жидкости через него (расход воды при этом задается максимально возможным), за счет чего он смещается в сторону выходной трубки. Со стороны входа образуется полость, после чего контейнер открывается, и эта полость заполняется песком. Далее контейнер снова закрывается, и процедура повторяется до тех пор, пока песок не перестанет смещаться при прохождении через него жидкости (на практике 2–4 раза).

Так, при заполнении контейнера песком обеспечивается и удаление пустот между материалом и верхней крышкой, поскольку он насыпается до верхнего края вакуумной резины, уже лежащей на бортиках контейнера. При закрытии и прижатии крышки (струбцинами) он также оказывается дополнительно прижатым к крышке (оргстеклу). А далее под воздействием потока жидкости песок уплотняется, уходя в правую часть контейнера и все больше прижимаясь к стенкам, в том числе к верхней крышке. В процессе утрамбовки песка происходит также и равномерное начальное заполнение контейнера жидкостью.

На рис. 4 демонстрируются зависимости давлений от времени для манометра № 3 ($x = 0.57$ м) при периодах $T = 30$ с и $T = 60$ с, а также зависимости расходов жидкости от времени на входе в систему ($x = 0$). Все эти зависимости носят квазигармонический характер и соответствуют общим представлениям о росте амплитуды волн давления с ростом периода возмущений; видны задержка сигнала по давлению на начальном этапе задания возмущений и устойчивость разности фаз между расходом жидкости и давлением.

Фурье-анализ показал, что разности фаз между расходом и давлением φ из уравнения (12) для первых гармоник отдельных периодов находятся в диапазоне 1.001–1.093, что соответствует расчетным значениям пьезопроводности $\chi = 0.109 \pm 0.003$ м²/с (при достоверности 95 %).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная в нашей работе лабораторная экспериментальная установка позволяет исследовать процесс нестационарной фильтрации жидкости путем задания переменного расхода жидкости и измерения отклика по давлению на это действие в различных точках модельного пористого пласта. В частности, речь идет о возможности реализации метода фильтрационных

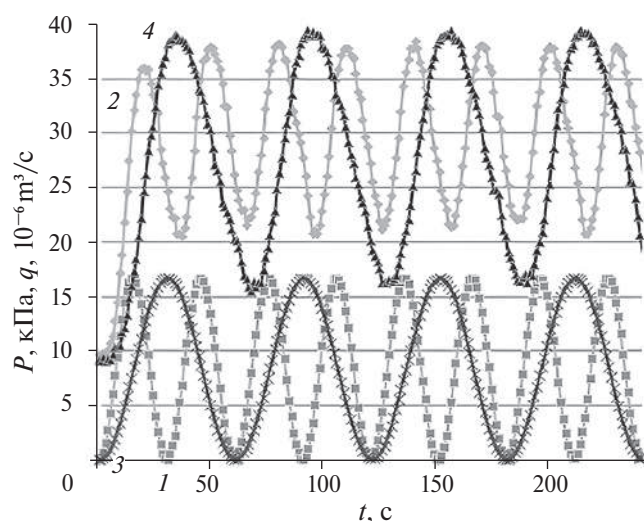


Рис. 4. Пример реализации метода волн давления: кривые 1, 3 — зависимости задаваемого расхода жидкости от времени соответственно при $T = 30$ с и $T = 60$ с; кривые 2, 4 — зависимости давления на манометре № 3 от времени соответственно при $T = 30$ с и $T = 60$ с

(гармонических) волн давления, который обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами исследования пористых сред. Наличие нескольких разнесенных в пространстве манометров позволяет изучать также неоднородные среды и исследовать особенности фильтрации в таких средах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Овчинников М.Н. Интерпретация результатов исследований пластов методом фильтрационных волн давления. Казань: Новое знание, 2003.
2. Бузинов С.Н., Умрихин И.Д. Исследование пластов и скважин при упругом режиме фильтрации. Москва: Недра, 1964.
3. Морозов П.Е. Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 4(3). С. 996. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=21121291>
4. Zhou Y.Q., Lim D., Cupola F., Cardiff M. Water Resources Research. 2016. V. 52. P. 2141.
5. Cardiff M., Bakhos T., Kitanidis P.K., Barrash W. Water Resources Research. 2013. V. 49. P. 5395.
6. Трусов А.В., Овчинников М.Н., Марфин Е.А. Георесурсы. 2012. № 4(46). С. 44.
7. Николаевский В.Н. Механика пористых и трещиноватых сред. Москва: Недра, 1984.
8. Щелкачев В.Н. Основы и приложения теории неустановившейся фильтрации. Москва: Нефть и газ, 1995.
9. Барышников Н.А., Елисеев С.В., Зенченко Е.В., Лагутин Ю.В., Турунтаев С.Б. Динамические процессы в геосферах. 2016. № 8. С. 35. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=28114564>
10. Дрягин В.В., Жаков С.В. РФ. Патент 2796995С1, 2022.
11. Курленя М.В., Сердюков С.В., Ткач Х.Б. РФ. Патент 23646U1, 2002.
12. Шмонов В.М., Мальковский В.И., Жаринов А.В. ПТЭ. 2011. № 5. С. 129. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=16862751>
13. Храмов А.О., Овчинников М.Н., Гаврилов А.Г., Деркач А.И., Маценко В.А. РФ. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2024614087, 2024.
14. Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. Москва: Физматлит, 2001.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 550.34; 535.92

ОПЫТ РЕГИСТРАЦИИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ КУРИЛО-КАМЧАТСКОЙ ЗОНЫ СУБДУКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕННЫМ АКУСТИЧЕСКИМ ЗОНДИРОВАНИЕМ

© 2026 г. А. А. Шакирова^а*, Д. В. Чебров^а, И. С. Ладыгин^б,
А. Р. Сагирова^б, Д. А. Коваленко^б

^а Камчатский филиал Федерального исследовательского центра
“Единая геофизическая служба Российской академии наук”
Российская Федерация, 683023, Петропавловск-Камчатский, б-р Пийпа, 9

^б Отдел оптической сенсорики передовой инженерной школы
Новосибирского государственного университета
Российская Федерация, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

* E-mail: shaki@emsd.ru

Поступила в редакцию 14.10.2025

После доработки 04.12.2025

Принята к публикации 13.01.2026

В сентябре—октябре 2024 г. проведен эксперимент по регистрации землетрясений в Курило-Камчатской зоне субдукции методом распределенного акустического зондирования (DAS). Оптоволоконная система мониторинга представляет собой независимую систему, состоящую из амплитудного оптоволоконного виброакустического датчика и оптоволоконного кабеля. Оптоволоконная линия развернута в здании Института вулканологии и сейсмологии в Петропавловске-Камчатском, кабель прочно прикреплен к фундаменту помещения для обеспечения связи с конструкцией здания. Записи землетрясений, полученные методом DAS, сопоставлены с данными сейсмической станции IVS. Для анализа отобраны четыре тектонических землетрясения, произошедших вблизи города. Показано, что DAS-сигналы сохраняют основные особенности сейсмограмм, что позволяет использовать их в кинематических задачах сейсмологии.

DOI: 10.7868/S3034564226020187

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время для решения задач сейсмологии все более популярным становится метод распределенного акустического зондирования (DAS, Distributed Acoustic Sensing) [1–4]. Это достаточно новый геофизический метод, использующий оптоэлектронный прибор с чувствительным элементом — оптоволоконным кабелем длиной до нескольких десятков километров для измерения деформации волокна. В этом приборе деформация эффективно преобразуется в сейсмический массив. Метод DAS позволяет регистрировать как региональные землетрясения, так и микросейсмичность [5, 6].

В основе работы системы лежит принцип когерентной рефлектометрии, когда в волокно

периодически вводятся оптические импульсы. Часть света рассеивается на естественных неоднородностях волокна (центрах рассеивания) и распространяется в обратном направлении. При микродеформациях волокна, вызванных виброакустическими воздействиями, параметры рассеянного сигнала изменяются. Анализируя изменения в интерференционной картине сигнала обратного рассеяния, можно определить место и характер воздействия на волокно. Как правило, оптоволоконный кабель, на котором проводят измерения, закапывается в грунт [4], либо используются существующие волоконно-оптические линии связи (ВОЛС) [7, 8].

Оптоволоконный мониторинг сейсмических воздействий имеет ряд преимуществ [2, 5, 9].

Оптоволокно в целом представляет собой сейсмический датчик, поэтому реализация такого многоканального сбора сейсмической информации не требует дорогостоящих решений по организации электропитания отдельных каналов, их синхронизации между собой и цифровой телеметрии в точку сбора. DAS позволяет организовывать массив сейсмических пунктов большой протяженности, имеет высокое пространственное разрешение, широкий частотный диапазон, возможность непрерывной работы, нечувствительность оптоволоконного кабеля к электромагнитным полям, широкий температурный диапазон (от -60 до 250°C), работоспособность при высоком давлении (до 180 МПа) и высокую частоту дискретизации сигнала. DAS можно использовать на уже существующих телекоммуникационных ВОЛС, что позволяет быстро развертывать новую сеть наблюдений с минимальным подключением нового оборудования. Распределенные датчики не требуют электропитания на всей длине линии — питание нужно только в месте установки прибора, что значительно упрощает эксплуатацию на производстве или в трудных условиях.

Оптоволоконные кабели используются в водной среде для мониторинга цунами и землетрясений [10, 11], на суше для мониторинга землетрясений [12], подвижности грунта, лавин и других геофизических воздействий. Также есть примеры использования оптоволоконных кабелей в вертикальном сейсмическом профилировании [13] и в мониторинге скважин [14]. Непрерывный распределенный мониторинг можно использовать в системах раннего предупреждения, так как скорость света в оптическом волокне больше, чем скорость сейсмических волн в грунте [15].

В 2023 г. проводился глобальный эксперимент по сейсмомониторингу, основанному на DAS [6]. Эксперимент показал перспективность использования новой технологии для исследований сейсмичности и волновых форм сигналов на телесеизмических расстояниях.

Использование методик DAS для “классического” сейсмического мониторинга имеет ряд недостатков и нерешенных проблем:

- у DAS более высокий уровень шума, чем у обычных широкополосных сейсмометров, в том числе и потому, что условия прокладки кабелей промышленного назначения не включают в себя мероприятия по снижению сейсмических и акустических шумов;

- собственный шум DAS в настоящее время строго не оценивался;

- регистрируется только однокомпонентная осевая деформация оптоволоконка;

- конфигурации прокладки существующих кабелей имеют неоптимальную в смысле приемной системы геометрию;

- трудность оценки амплитуды сигнала приводит к сложностям при оценке магнитуды событий;

- задача оценки механизма землетрясений, по-видимому, не решается на основе данных DAS-мониторинга;

- присутствует дополнительная погрешность (чувствительность к изменениям температуры, влажности, давления, внешних нагрузок, промерзания/оттаивания и т.д.);

- разные участки кабеля имеют разные передаточные функции;

- полные передаточные функции DAS сложны, зависят от толщины волокна, угла падения и частотного состава сигнала;

- отношения сигнал/шум разных участков кабеля разные.

Несмотря на указанные проблемы, технология DAS остается перспективным направлением сейсмического мониторинга, а многие методические вопросы могут быть сняты в ближайшее время.

В Камчатском филиале ФИЦ ЕГС РАН начаты эксперименты по использованию технологии DAS на Камчатке в одном из наиболее сейсмически активных регионов России. Разработанные методики в дальнейшем планируется внедрить в Камчатскую региональную систему сейсмологических наблюдений [16] с целью создания сегмента детального мониторинга сейсмических воздействий в пределах населенных пунктов.

2. МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ АМПЛИТУДНЫМ ОПТОВОЛОКОННЫМ ВИБРОАКУСТИЧЕСКИМ ДАТЧИКОМ

Оптоволоконная система мониторинга (система DAS) представляет собой независимую систему, состоящую из амплитудного оптоволоконного виброакустического датчика (АОВД) и оптоволоконного кабеля (рис. 1). АОВД был предоставлен передовой инженерной школой Новосибирского государственного универси-



Рис. 1. Внешний вид амплитудного оптоволоконного виброакустического датчика

тета [17]. АОВД используется для обнаружения механического или акустического воздействия на оптоволоконный кабель, который является и чувствительным элементом, и способом передачи информации (рассеянного сигнала) обратно в АОВД.

Амплитудный оптоволоконный виброакустический датчик содержит размещенные в общем корпусе оптически последовательно соединенные источник периодической последовательности оптических импульсов, включающий оптически соединенные лазер, акустооптический

модулятор и оптический усилитель прямого излучения, спектральный фильтр с источником излучения накачки, оптический интерфейс с тремя выходами, приемник рассеянного излучения с оптическим усилителем рассеянного излучения, и электрически соединенный с акустооптическим модулятором и приемником рассеянного излучения блок обработки с аналого-цифровым преобразователем. При этом амплитудный оптоволоконный виброакустический датчик дополнительно содержит размещенный в звуковиброизолированном коробе внутри корпуса эталонный оптоволоконный чувствительный элемент заданных параметров, оптически соединенный одной стороной с одним из выходов оптического интерфейса, а другой стороной — с установленным в стенке общего корпуса оптическим соединителем. Принципиальная схема приведена на рис. 2.

Работа АОВД представлена на рис. 2, 3, она осуществляется следующим образом. Формируются периодические последовательности

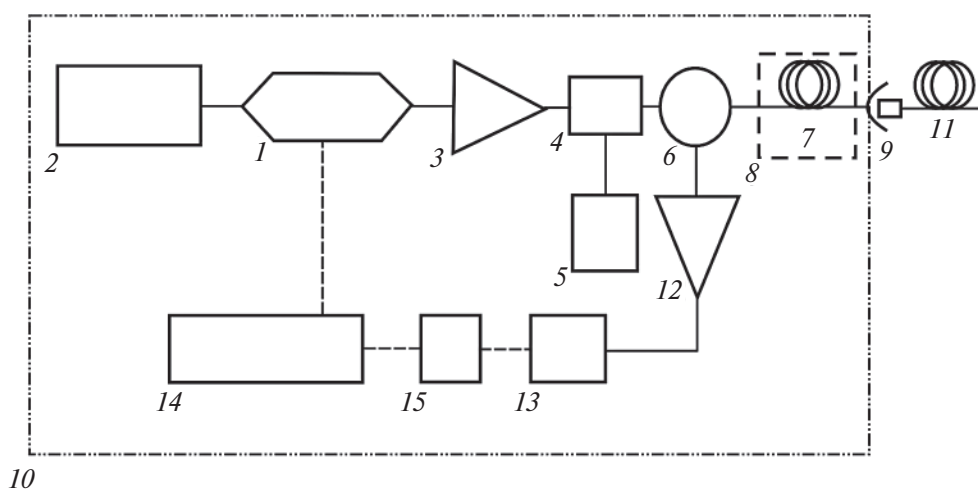


Рис. 2. Принципиальная схема амплитудного оптоволоконного виброакустического датчика: 1 – акустооптический модулятор, 2 – лазер, 3 – оптический усилитель прямого излучения, 4 – спектральный фильтр, 5 – источник излучения накачки, 6 – оптический интерфейс с тремя выходами, 7 – эталонный оптоволоконный чувствительный элемент, 8 – звуковиброизолированный короб, 9 – оптический соединитель, 10 – корпус прибора, 11 – распределенный чувствительный оптоволоконный элемент, 12 – усилитель рассеянного излучения, 13 – приемник рассеянного излучения, 14 – блок обработки, 15 – аналого-цифровой преобразователь [22]

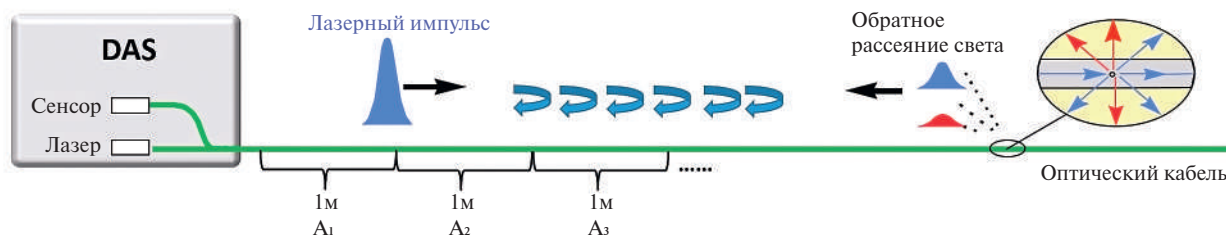


Рис. 3. Принцип работы DAS

оптических импульсов прямоугольной формы при помощи акустооптического модулятора 1 (рис. 2) из непрерывного излучения лазера 2 (рис. 2, 3), которые затем усиливаются в оптическом усилителе 3, объединяются при помощи спектрального фильтра 4 с источником излучения 5 рамановской накачки и поступают на первый выход оптического интерфейса 6, далее через его второй выход излучение поступает в эталонный оптоволоконный чувствительный элемент 7, затем через оптический соединитель 9 во внешний распределенный чувствительный оптоволоконный элемент 11, являющийся основным сенсором для регистрации виброакустических воздействий.

Рассеянное от естественных неоднородностей распределенного чувствительного оптоволоконного элемента 11 и эталонного оптоволоконного чувствительного элемента 7 излучение возвращается на второй выход оптического интерфейса 6 и через третий выход поступает в усилитель 12 рассеянного излучения и далее в приемник 13 рассеянного излучения, где рассеянный акустооптический сигнал превращается в электрический и через аналого-цифровой преобразователь 15 поступает в блок обработки 14.

При этом наличие эталонного оптоволоконного чувствительного элемента 7 позволяет провести базовую калибровку устройства один раз непосредственно после производства ввиду известности его фактических параметров и отсутствия влияния на них различных внешних помех за счет размещения элемента 7 в звукоизолированном коробе 8 (проводимые периодические проверки осуществляют в соответствии с требованиями регламента через промежутки времени, которые фактически являются существенными и абсолютно не связаны с размещением устройства на новом объекте с другими характеристиками внешнего распределенного чувствительного оптоволоконного элемента 11).

Непосредственно перед эксплуатацией с каждым новым внешним чувствительным оптоволоконным элементом 11 (с неизвестными параметрами) донастройка заявляемого устройства при необходимости обеспечивается исключительно программным образом с помощью блока обработки 14 без использования дополнительного специализированного оборудования (например внешних стандартизированных оптических каналов и/или специфичных виброакустических стендов больших габаритов).

Одними из основных характеристик АОВД являются дальность действия (длина чувствительного элемента) и диапазон частот регистрируемых воздействий. Эти характеристики связаны между собой. Пространственное разрешение и шаг дискретизации определяются техническими возможностями приемника рассеянных сигналов и зависят от длительности световых импульсов и частоты дискретизации АЦП соответственно.

Сигналы представляют собой проекцию компоненты тензора деформаций, обусловленную проходящей сейсмической волной, на ось максимальной чувствительности оптоволоконного датчика, т.е. вдоль него. Свет, рассеянный на каждом из участков волокна, поступает обратно на фотоприемник в последовательные моменты, так получается пространственно-временная рефлектограмма рассеянного света (далее — рефлектограмма). Заметные изменения формы рефлектограммы происходят при изменении геометрии волокна на величину, сопоставимую с длиной волны излучения лазера, т.е. на доли микрометра, чем и объясняется высокая чувствительность АОВД.

В испытываемом приборе излучение происходит на длине волны 1550 нм. Из-за обратной линейной зависимости между пространственным разрешением и чувствительностью АОВД в качестве длительности зондирующего импульса взята величина 100 нс, что соответствует приемлемому отношению сигнал/шум и пространственному разрешению 10 м. Частота зондирования составляла 100 Гц, осуществлялось усреднение четырех рефлектограмм, пространственный шаг дискретизации сигнала равен примерно одному метру.

Мониторинг сейсмических колебаний АОВД проводился с 24.09.2024 по 12.10.2024 в ходе первого этапа эксперимента по DAS-мониторингу на Камчатке. В испытаниях использован одномодовый кабель, предоставленный ООО “Инкаб”, длиной 200 м со спиралевидным закручиванием, что увеличивает чувствительность волокна к виброакустическим воздействиям [18].

Для первоначальной отладки комплекса оборудования использовалась линия со следующими условиями прокладки: оптоволоконный кабель был растянут в подвальном помещении здания Института вулканологии и сейсмологии (г. Петропавловск-Камчатский) в несколько проходов (рис. 3в) и прочно прикреплен к фун-

даменту помещения для обеспечения связи с конструкцией здания; точки крепления были расположены через каждый метр. Начальный участок кабеля (от прибора до первой точки монтажа, первые 3 м) протянут свободно. Часть кабеля (105 м) свернута в моток и также оставлена в свободном размещении. Для эксперимента планировалось использовать только закрепленные участки кабеля. На практике наилучшие результаты показал участок 55–105 м, вероятно, за счет более надежного крепления к несущим конструкциям здания.

2. ОБРАБОТКА ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Исходный массив данных с АОВД имеет большой объем. Для его уменьшения и увеличения точности получаемых данных массив данных с АОВД подвергался следующей обработке: проводилось вычисление усредненной рефлектограммы из четырех по следующей формуле:

$$R_t(x) = (R_1(x) + R_2(x) + R_3(x) + R_4(x))/4.$$

Затем массив данных необходимо было визуализировать для обработки и сравнения. Одним из методов визуализации данных, полученных с помощью виброакустических волоконных датчиков, является построение водопада, каждая точка которого (t, x) соответствует времени сбора рефлектограммы t в точке волокна x . По оси X откладывается время в секундах от начала измерения, по оси Y — точка оптоволоконного кабеля в метрах. Для виброакустических волоконных датчиков применяются различные методы для вычисления водопада. Два наиболее распространенных: метод Diff, когда для каждой точки водопада вычисляется разница между значением интенсивности рассеянного света в текущий и в предыдущий моменты времени и метод Average, когда вычисляется среднее значение интенсивности в точке волокна за все время, а затем вычитается значение интенсивности в текущий момент.

3. ОПИСАНИЕ МЕТОДОВ ВЫЧИСЛЕНИЯ ВОДОПАДА

Метод Diff: в каждой точке x водопада $WF(t, x)$ вычислено значение $R_t(x) - R_{t-\Delta t}(x)$:

$$WF(t, x) = R_t(x) - R_{t-\Delta t}(x), 0 \leq x \leq L.$$

Метод Average: сначала вычисляется среднее значение в каждой точке x по всем рефлек-

тограммам $\bar{R}(x)$, затем вычисляется разность между средним значением и значением рефлектограммы в момент времени t :

$$WF(t, x) = \bar{R}(x) - R_t(x), \forall x, t.$$

Здесь введены следующие обозначения: t — конечный момент рассматриваемого временного интервала; $R_t(x)$ — значение интенсивности рассеянного света (координата Y рефлектограммы) в момент t в точке x ; Δt — разница во времени между двумя последовательно записанными рефлектограммами; L — длина подключенного к прибору оптоволоконного кабеля; $\bar{R}(x)$ — среднее значение интенсивности в точке x за весь рассматриваемый временной интервал; $WF(t, x)$, $0 \leq x \leq L$, $0 \leq t \leq T$ — значение вычисленного водопада в точке t, x .

Для прямого сравнения измерений волоконно-оптического датчика и сейсмометра выбирается канал DAS с наилучшим отношением сигнал/шум (SNR, signal-to-noise ratio). Здесь под каналом подразумевается фиксированный участок кабеля, которому соответствует массив дискретных точек рассеянного сигнала во времени (различных рефлектограмм). SNR вычислялся следующим способом. Пусть $x_1, \dots, x_n$ — исходный массив данных одного канала (значение интенсивности рассеянного сигнала с участка волокна в разные моменты), n — размер этого массива. Пусть signal_start — номер (индекс элемента массива), где началось землетрясение, signal_end — номер (индекс элемента массива), где закончилось землетрясение.

Вычисление SNR проводится по формуле

$$SNR [\text{дБ}] = 10 \lg_{10} \frac{\sqrt{\frac{(x_{\text{signal_start}}^2 + \dots + x_{\text{signal_end}}^2)}{N_{\text{signal}}}}}{\sqrt{\frac{(x_1^2 + \dots + x_{\text{signal_start}}^2)}{N_{\text{noise}}}}},$$

где N_{signal} — количество точек в массиве данных, который считается за сигнал $(x_{\text{signal_start}}^2, \dots, x_{\text{signal_end}}^2)$, т.е. $N_{\text{signal}} = \text{signal_end} - \text{signal_start} + 1$; N_{noise} — количество точек в массиве данных, который считается за шум $(x_1^2, \dots, x_{\text{signal_start}}^2)$, т.е. $N_{\text{noise}} = \text{signal_start}$.

Поскольку в данной работе АОВД амплитудный, для обработки массива данных не использовались ни вейвлет-преобразование, ни эмпирическая, ни вариационная модовая декомпозиция, ни остальные методики, применяемые в фазовых АОВД.

Волоконно-оптические датчики измеряют деформацию, в то время как наиболее распространенные сейсмоприемники измеряют скорость или ускорение колебаний грунта. В первом приближении можно считать, что деформация прямо пропорциональна скорости смещения грунта. Это значит, что DAS-сигналы можно сравнивать с каналами скорости.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Наибольший интерес для нашей экспериментальной установки представляют землетрясения, ощутимые в точке регистрации. Несмотря на то, что на Камчатке каждый год регистрируется около 10 000 тектонических колебаний, лишь некоторые из них производят заметные землетрясения в Петропавловске-Камчатском.

Для анализа отобраны четыре землетрясения, произошедшие за период наблюдений, с магнитудами $4.6 \leq ML \leq 6.2$ (рис. 4а, табл. 1). Три из них относятся к афтершоковой последовательности Шипунского землетрясения (17.08.2024, $MW = 7.0$, $\varphi = 52.791^\circ$ с.ш., $\lambda = 160.376^\circ$ в.д., глубина 43.3 км) [19], их эпицентральное расстояние составляет около 100–120 км, глубина гипоцентров составляет 16–40 км. Кроме того, добавлено еще одно событие, произошедшее в субдуцирующей океанической плите на глубине 161 км, в 80 км к ССВ от Петропавловска-Камчатского.

Рассмотрим водопады, соответствующие временам землетрясений (рис. 5).

Сопоставление водопадов проводилось с сейсмической записью землетрясения, зарегистрированного широкополосной сейсмической

станцией IVS “Институт вулканологии и сейсмологии” Камчатского филиала ФИЦ ЕГС РАН (рис. 4б). Каналы скорости были восстановлены по записям акселерометра IVS HN (E, N, Z).

Все четыре отобранные землетрясения отчетливо зарегистрировались оптоволоконной системой. Наиболее ярко сейсмическая запись проявляется на водопадах, построенных разностным методом Diff (рис. 5). Для удобства их сопоставления с записью с сейсмостанции по оси x водопада отложено время, по оси y – расстояние. На рисунке видно, что сейсмический сигнал зафиксирован по длине тестовой оптоволоконной линии неравномерно. Вероятно, высокое соотношение сигнал/шум связано с точками крепления к конструкции здания, а низкое – со свободными участками и макроизгибами. Лучшее соответствие записей DAS записям сейсмического прибора наблюдается для трех землетрясений афтершокового процесса (№ 2–4) (рис. 5б–г). Землетрясение № 1, имеющее наименьшую магнитуду и наибольшее гипоцентральное расстояние, записалось менее отчетливо (рис. 5а).

Для дальнейшего анализа выбирался канал DAS с лучшим SNR на выбранном участке кабеля 55–100 м (рис. 6б).

Один канал примерно соответствует 1 м кабеля, т.е. условно имеется набор виртуальных датчиков через каждый метр оптоволоконной линии. По результатам анализа записей четырех землетрясений (табл. 1) установлено, что волновая форма, записанная методом DAS, соотносится с каналом скорости записи землетрясения (рис. 6в). Запись DAS имеет кано-

Таблица 1. Параметры четырех землетрясений, произошедших в 2024 г., по данным Камчатского регионального каталога землетрясений [20]

№	Дата, дд.мм	Время, чч:мм:сс	Долгота λ (в. д.)	Широта φ (с. ш.)	Глубина, км	Удаленность от города, км	ML	Азимут на источник	Угол падения	Инструментальная интенсивность в пункте IVS	Макросейсмичность, Петропавловск-Камчатский
1	27.09	22:22:49	53.72°	159.17°	161	80	4.6	25°	14°	—	—
2	30.09	12:21:56	52.92°	160.46°	41	100	6.2	96°	85°	4.0	4
3	30.09	23:38:46	52.61°	160.39°	40	100	4.8	111°	100°	0.9	2
4	01.10	10:11:45	52.56°	160.77°	16	120	5.3	110°	99°	1.2	2

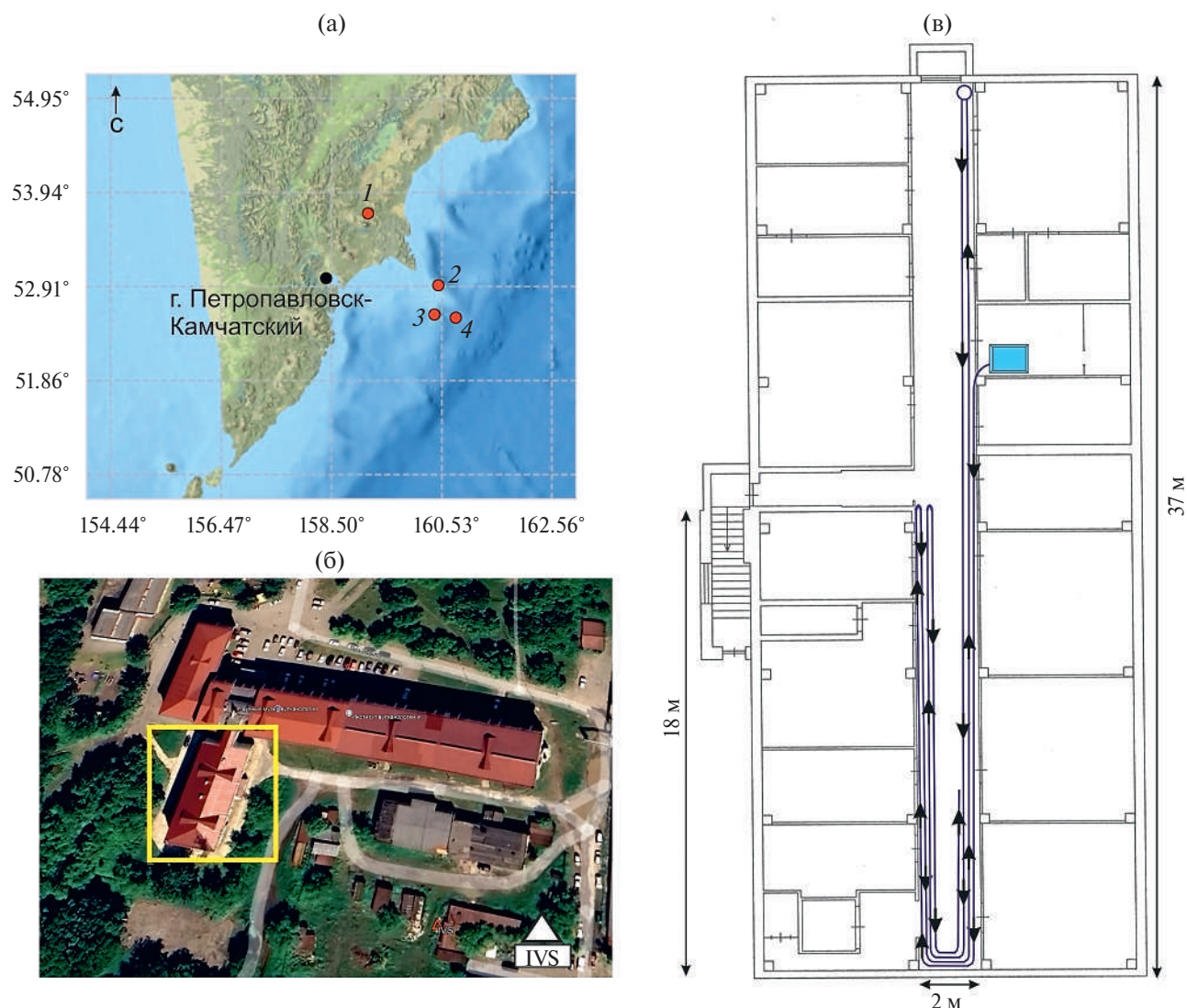


Рис. 4. Опытная система оптоволоконного мониторинга землетрясений Курило-Камчатской зоны субдукции: **а** – эпицентры землетрясений, записанных DAS, относительно г. Петропавловск-Камчатский, землетрясения – красные кружки; **б** – местоположение размещения оптоволоконной системы мониторинга: желтый квадрат – пристройка к зданию Института вулканологии и сейсмологии, IVS – широкополосная сейсмическая станция “Институт вулканологии и сейсмологии” Камчатского филиала ФИЦ ЕГС РАН; **в** – схема прокладки оптоволоконного кабеля, стрелками указано направление, прямоугольник – виброакустический датчик

нические признаки сейсмограммы и похожую огибающую сигнала: для всех землетрясений можно наблюдать хорошее, отчетливое вступление P -волн; идентифицируются вступления группы S -волны; совпадают положения максимумов колебаний; наблюдается плавно затухающая сейсмическая волна. В частности записи не идентичны друг другу, что объясняется существенно различными условиями регистрации (в здании и на отдельно стоящем постаменте).

Полученные результаты подтверждают пригодность АОВД от передовой инженерной

школы Новосибирского государственного университета для детектирования землетрясений и других кинематических задач, см. [15, 21, 22].

Рассмотрим спектральный состав записей методом DAS землетрясений № 1, 2 по сравнению с записями сейсмическим прибором. Записи предварительно профильтрованы физически реализуемым фильтром Баттерворта второго ранга с полосой пропускания 0.5–20 Гц. На рис. 7 нанесены спектры скорости по данным станции IVS и спектры записей DAS, нормированные на максимум. Дополнительно показаны спектры запи-

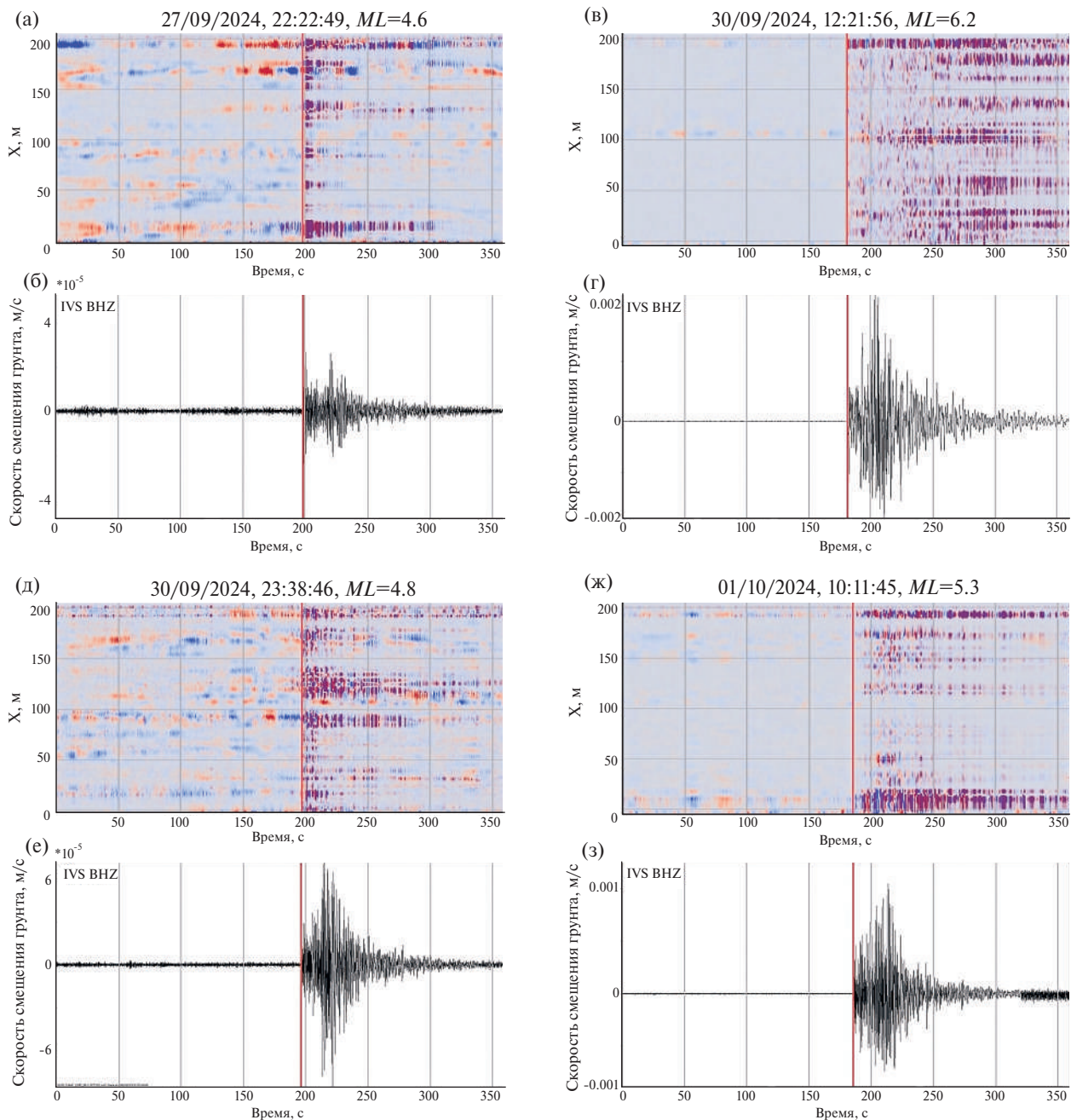


Рис. 5. Сейсмические записи четырех землетрясений Курило-Камчатской зоны субдукции с $4.6 \leq ML \leq 6.2$ с сентября по октябрь 2024 г. сейсмостанцией IVS (канал BHZ) (б, г, е, з) и соответствующие им водопады (а, в, д, ж). Красным цветом обозначены максимальные положительные (по знаку) изменения, синим — максимальные отрицательные, серым цветом обозначены области, в которых изменения незначительны. Красная вертикальная линия — время вступления P -волны на канале BHZ и момент начала значительных деформаций волокна

сей DAS для шума (в отсутствие сигнала сейсмического события), нормированные на тот же коэффициент, что и запись землетрясения.

Запись DAS по форме спектра лучше соответствует вертикальному каналу сейсмической станции на частотах до 2–3 Гц (рис. 7). В более высокочастотной области сигнал, записанный методом DAS, показывает более высокий уро-

вень. При этом с ростом магнитуды события (и, соответственно, интенсивности сотрясений) относительный уровень сигнала повышается (№ 2 на рис. 7). Это может быть связано с более слабым затуханием высокочастотного излучения в конструкциях здания, либо с особенностями передаточной функции мониторинговой системы DAS.

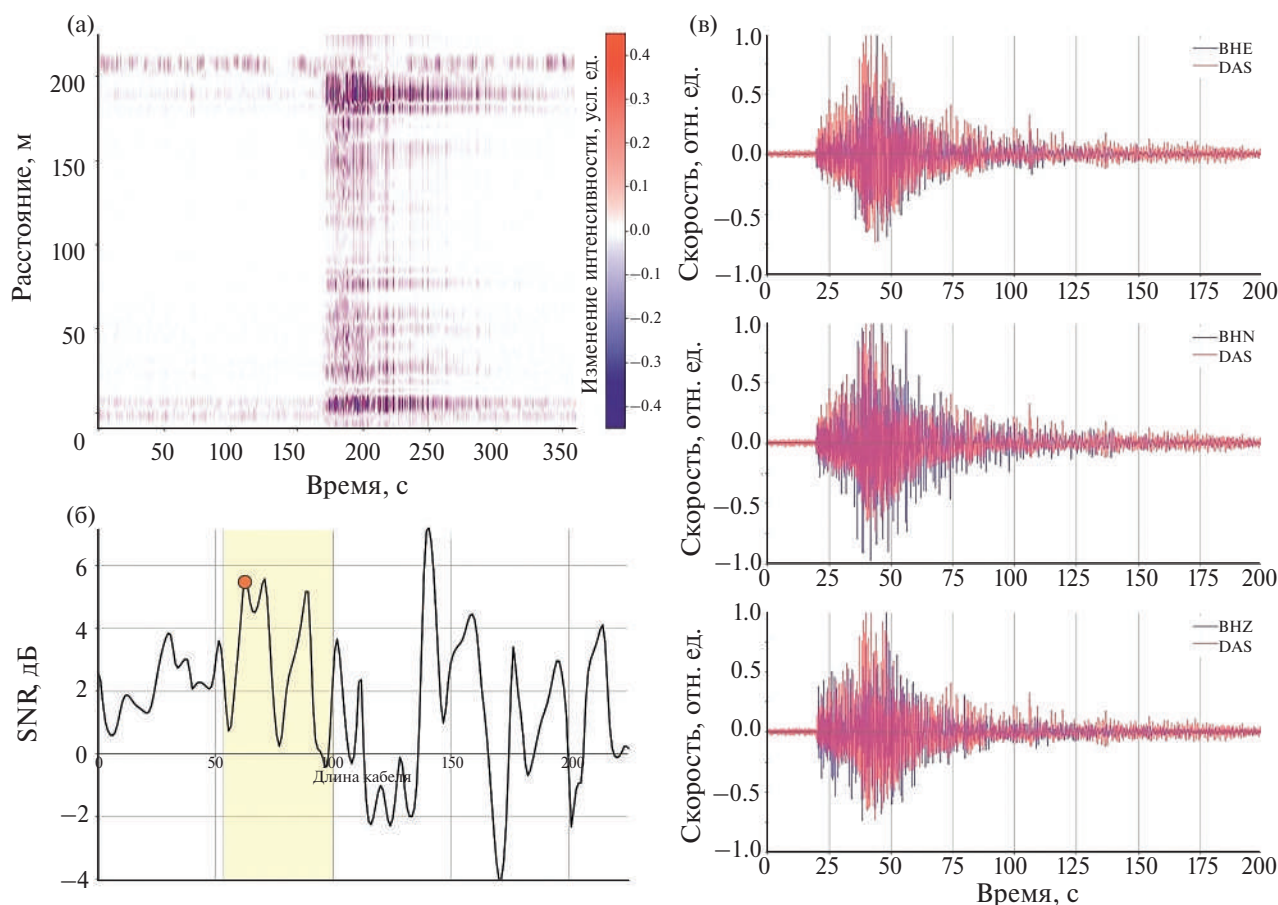


Рис. 6. Регистрация волновых форм от землетрясения № 4: **а** — водопад DAS с записью землетрясения, **б** — SNR волоконно-оптической линии с выбранным для анализа участком кабеля (желтый прямоугольник, точка соответствует лучшему SNR); **в** — сигнал, зарегистрированный на сеймостанции IVS (каналы скорости движения грунта), в сравнении с сигналом, зарегистрированным виброакустическим датчиком на канале с лучшим SNR

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен первый этап эксперимента по организации сейсмического мониторинга на Камчатке с применением методики DAS при размещении волоконно-оптических линий в здании. Постановка данного эксперимента отличается от таковой в большинстве проведенных работ, где используются либо свободно проложенные линии (существующие промышленные волоконно-оптические линии связи), либо специально смонтированные закопанные в грунт линии вне зданий и сооружений.

Основной задачей эксперимента была проверка принципиальной возможности использования технологии DAS для задач мониторинга землетрясений Камчатской сейсмофокальной зоны и регистрации сейсмических воздействий на здания и сооружения.

В ходе работы создан макет мониторинговой системы DAS в здании Института вулканологии

и сейсмологии ДВО РАН и проведена непрерывная запись в течение двух месяцев. За время функционирования комплекса удалось зарегистрировать несколько ощутимых землетрясений, в настоящей работе проанализированы четыре землетрясения.

Установлено, что датчиком DAS уверенно регистрируются землетрясения с различными углами падения на оптоволоконную регистрирующую линию. Этот результат довольно важен, потому что промышленные оптоволоконные линии, на которых возможно разворачивание системы DAS-мониторинга, прокладываются максимально прямолинейно.

Записи DAS в целом сохраняют важнейшие особенности сейсмограмм. Это дает возможность в случае внедрения подсистемы DAS в систему сейсмических наблюдений использовать эти данные в качестве вспомогательных при локализации сейсмических событий. Несмотря на то, что уровень шума у DAS выше, чем

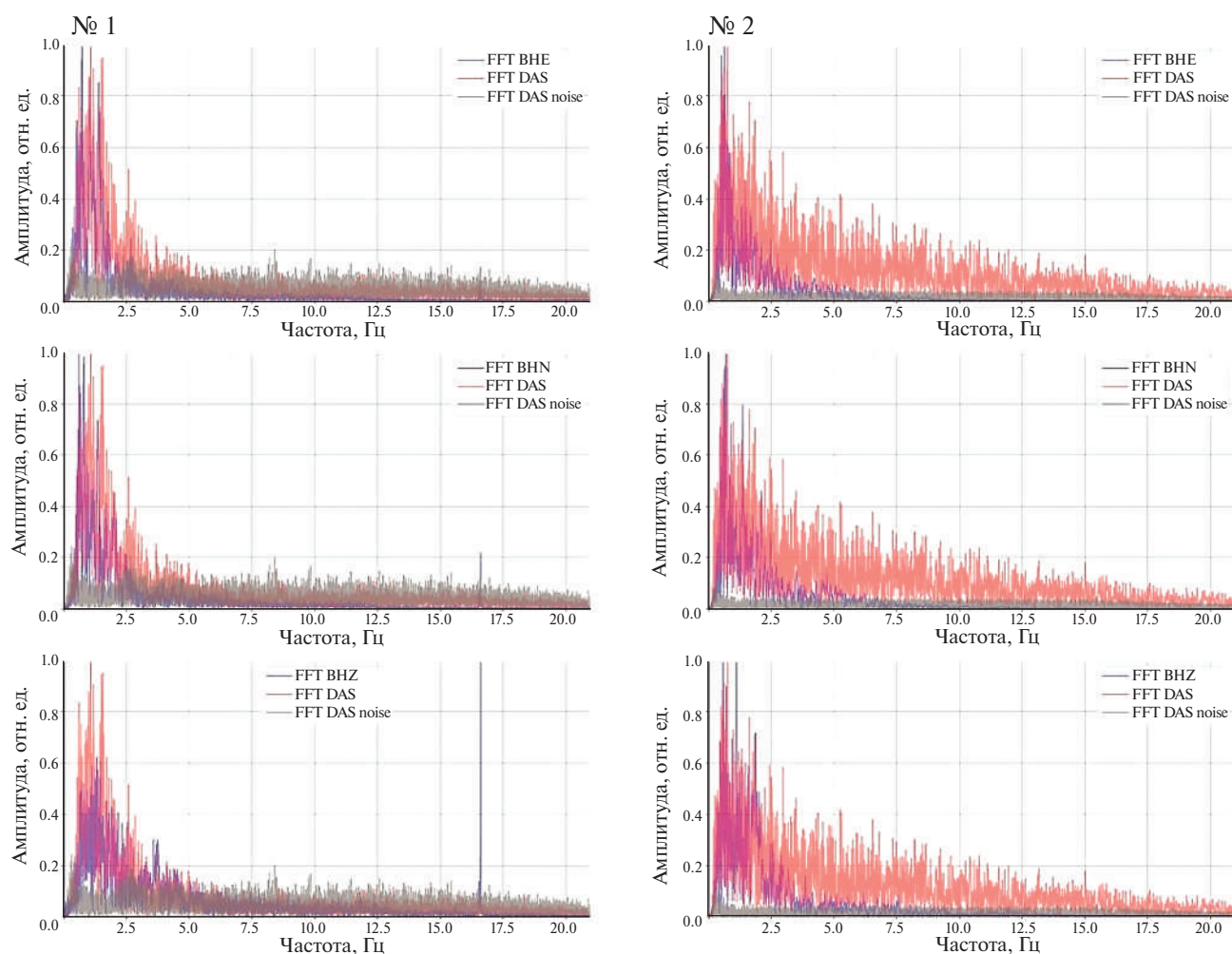


Рис. 7. Спектр Фурье двух землетрясений и шума, зарегистрированных методом DAS, в сравнении со спектрами скорости движения грунта и шума (по данным сейсмической станции IVS)

у широкополосной станции, высокое SNR на записи волокна позволяет точно выделять время прибытия *P*-волны с качеством, аналогичным полученному из данных сейсмометра. Однако для разных сейсмических событий наблюдаются разные участки кабеля с лучшими значениями SNR, что усложняет обработку сигнала в автоматическом режиме.

Обнаружено сходство в спектральном составе записей DAS со скоростью грунта, зарегистрированного близлежащим сейсмометром. Запись DAS по форме спектра лучше соответствует вертикальному каналу сейсмической станции на частотах до 2–3 Гц. Дальнейший спектральный анализ записей DAS может позволить выводить величины событий аналогично сейсмометрам даже при невозможности калибровки абсолютной реакции кабеля на движение грунта из-за неизвестных параметров связи волокна с грунтом.

Важную роль в качестве получаемых данных DAS играет прокладка кабеля. Наш анализ пока-

зал, что кабель, прочно закрепленный на фундаменте, адекватно передает спектральный состав записанных землетрясений. Из этого можно сделать вывод о том, что закапывание волоконно-оптического кабеля в грунт может быть нецелесообразным в связи с тем, что деформация внешней оболочки кабеля может исказить фактическую деформацию.

Поскольку значительная часть оптоволоконных линий проложена в населенной местности, целесообразно попробовать решить задачи оценки сейсмических воздействий на основе DAS-мониторинга.

Несмотря на очевидные трудности в анализе полученных данных DAS и сопоставлении их с данными сейсмометра, наши исследования показывают, что для получения информации, необходимой для локализации землетрясений, можно использовать амплитудные оптоволоконные виброакустические датчики, подключенные к существующим волоконно-оптическим

линиям, либо создавать линии, прочно прикрепляя кабель к элементам зданий и сооружений. Вопрос о возможности оперативной оценки сейсмических воздействий по-прежнему остается открытым, поскольку зависимость амплитуды DAS-сигнала от амплитуды сейсмического сигнала слишком сложна и связана с углом падения сейсмической волны, конфигурацией укладки оптоволоконного кабеля и др.

Можно обозначить основные дальнейшие направления в применении технологии DAS для решения сейсмологических задач:

- необходимость метрологической стандартизации, в том числе разработки методов калибровки DAS по традиционным сейсмометрам с возможностью совместной работы;
- необходимость корректных измерений истинных амплитуд движения грунта;
- решение ряда проблем, связанных с архивированием и анализом большого объема данных, так как их сбор проходит с относительно высокой частотой дискретизации в течение длительных периодов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № 075-00604-25 с использованием данных с УНУ (<https://ckp-rf.ru/usu/507436/>, <http://www.gsras.ru/unu/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Farghal N.S., Saunders J.K., Parker G.A.* Bull. Seismol. Soc. Am. 2022. V. 112. № 3. P. 1416. <https://doi.org/10.1785/0120210214>
2. *Fernández-Ruiz M.R., Soto M.A., Williams E.F. et al.* Apl. Photonics. 2020. V. 5. № 3. P. 1. <https://doi.org/10.1063/1.5139602>
3. *Lindsey N.J., Martin E.R.* Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 2021. V. 49. № 1. P. 309. <https://doi.org/10.1146/annurev-earth-072420-065213>
4. *Mjehovich J., Jin G., Martin E.R., Shragge J.J.* Geotech. Geoenviron. Eng. 2023. V. 149. № 5. P. 04023027. <https://doi.org/10.1061/JGGEFK.GTENG-10896>
5. *Кислов К.В., Гравиров В.В.* Наука и технологические разработки. 2023. Т. 102. № 4. С. 4. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=60237681>
6. *Спирidonov Е.П., Наний О.Е., Никитин С.П., Кислов К.В., Старовойт Ю.О., Бенгальский Д.М., Трещников В.Н.* Наука и технологические разработки. 2023. Т. 102. № 4. С. 75. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=60237694>
7. *Li Z.* Earthquake Sci. 2021. V. 34. № 2. P. 177. <https://doi.org/10.29382/eqs-2021-0011>
8. *Shinohara M., Yamada T., Akuhara T., Mochizuki K., Sakai S.I.* Front. Mar. Sci. 2022. V. 9. P. 1. <https://doi.org/10.3389/fmars.2022.844506>
9. *Parker T., Shatalin S., Farhadiroushan M.* First Break. 2014. V. 32. № 2. P. 61. <https://doi.org/10.3997/1365-2397.2013034>
10. *Горшков Б.Г., Ильинский Д.А., Симикин Д.Е., Таранов М.А.* Наука и технологические разработки. 2023. Т. 102. № 4. С. 38. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=60237690>
11. *Stolyarov V.E., Chernikov A.D., Eremin N.A., Abramov A.V.* Application of fiber-optic technologies for seismic monitoring of offshore oil and gas fields. Proc. IV International Geological and Geophysical Conference and Exhibition “GeoEurasia-2021”. Tver: LLC PoliPRESS. 2021. V. II. P. 92.
12. *Gorshkov B.G., Alekseev A.E., Simikin D.E., Taranov M.A., Zhukov K.M., Potapov V.T.* Sensors. 2022. № 22. P. 9482. <https://doi.org/10.3390/s22239482>
13. *Шнеерсон М.Б.* Экспозиция. Нефть. Газ. 2017. № 1. С. 23. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=28774834>
14. *Чугаев А.В., Кузнецов А.И.* ПТЭ. 2023. № 5. С.167. <https://doi.org/10.31857/S0032816223050087> [Chugaev A.V. Kuznetsov A.I. IET. 2023. № 5. P. 868. <https://doi.org/10.1134/S0020441223050081>].
15. *Zhai Q., Yin J., Yang Y., Atterholt J.W., Li J., Husker A., Zhan Z.J.* Geophys. Res.: Solid Earth. 2025. V. 130. Iss. 4. P. 1. <https://doi.org/10.1029/2024JB030288>
16. *Чебров В.Н., Дроздин Д.В., Кугаенко Ю.А., Левина В.И., Сеньюков С.Л., Сергеев В.А., Ящук В.В.* Вулканология и сейсмология. 2013. № 1. С. 18. <https://doi.org/10.7868/S0203030613010021>
17. *Коваленко Д.А., Ладыгин И.С.* РФ. Патент 235247, 2025.
18. *Rafi M., Mohd Noh K.A., Abdul Latiff A.H., Otchere D.A., Tackie-Otoo B.N., Putra A.D., Riyadi Z.A., Asfha D.T.* Appl. Sci. 2024. V. 14. № 13. P. 5560. <https://doi.org/10.3390/app14135560>
19. *Конвисар А.М., Тимошкина Е.П., Титков Н.Н., Михайлов В.О., Волкова М.С., Смирнов В.Б., Чебров Д.В.* Вестник КАУНЦ. Науки о Земле. 2025. № 1. № 65. С. 18. <https://doi.org/10.31431/1816-5524-2025-1-65-18-27>
20. *Чеброва А.Ю., Чемарев А.С., Матвеев Е.А., Чебров Д.В.* Геофизические исследования. 2020. Т. 21. № 3. С. 66–91. <https://doi.org/10.21455/gr2020.3-5>
21. *Bozzi E., Piana Agostinetti P., Fichtner A. et al.* Geophys. J. Int. 2024. V. 239. № 3. P. 1928. <https://doi.org/10.1093/gji/ggae364>
22. *Yin J., Zhu W., Li J. et al.* Geophys. Res. Lett. 2023. V. 50. № 10. P. 1. <https://doi.org/10.1029/2023GL103045>

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ЭКСПОЗИЦИОННЫЙ ЗАТВОР ДЛЯ СВЕРХЪЯРКИХ ПУЧКОВ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ПОКОЛЕНИЯ 4+

© 2026 г. П. С. Завьялов^{a, b}, Д. В. Скоков^b, М. С. Кравченко^b, Д. В. Карпов^{a, b},
О. М. Кутькин^a, М. А. Завьялова^{a, b}, Е. Н. Денежкин^a

^a Новосибирский государственный технический университет
Российская Федерация, 630073, Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

^b Конструкторско-технологический институт научного приборостроения
Сибирского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 630058, Новосибирск, ул. Русская, 41

* E-mail: m.zavyalova@corp.nstu.ru

Поступила в редакцию 05.08.2025

После доработки 30.01.2026

Принята к публикации 03.02.2026

Разработан быстродействующий экспозиционный затвор монохроматического пучка сверхъярких пучков синхротронного излучения источников поколения 4+. Затвор позволяет подавлять монохроматический пучок синхротронного излучения апертурой до 3×3 мм² на 5 порядков по интенсивности и иметь время срабатывания на открытие/закрытие не более 10 мс. В ходе испытаний затвора установлены оптимальные параметры режимов работы рычагов затвора. Высокоскоростная съемка и анализ видеоизображений дали возможность продемонстрировать гашение колебаний рычагов за счет последующих шагов актуаторов, когда импульсы открытия/закрытия находятся в противофазе с собственными колебаниями рычагов.

DOI: 10.7868/S3034564226020195

1. ВВЕДЕНИЕ

Синхротронное излучение (СИ) представляет собой мощный универсальный инструмент для комплексного исследования материалов благодаря его уникальным свойствам, которые делают его незаменимым в различных областях науки и техники [1]. Методы исследования различных материалов с использованием СИ подразумевают возможность точного управления пучком — его спектральными и энергетическими характеристиками. Превышение пороговой мощности пучка СИ может вызывать структурные изменения в материалах, разрушение и неверную интерпретацию их свойств. При создании источников СИ, в том числе Сибирского кольцевого источника фотонов [2], актуальными задачами являются проектирование и разработка устройств, позволяющих мгновенно перекрывать и дози-

ровать энергию пучка на образце. При этом требования к таким устройствам подразумевают работу в условиях вакуума и значительных радиационных и тепловых нагрузок. Экспозиционный затвор для сверхъярких пучков синхротронного излучения из источников поколения 4+ играет важнейшую роль в проведении экспериментов на станциях источников СИ, поскольку именно он позволяет предотвращать перегрев исследуемых образцов и, как следствие, их разрушение. Затворы монохроматического пучка позволяют управлять параметрами СИ, такими как энергия и временная структура.

Как правило, в лазерных источниках излучения для быстрого перекрытия пучка используются несколько различных типов затворов: электромеханические, электромагнитные и электрооптические [3–5]. В работе [6] проанализированы затворы всех этих трех видов и дано

обширное практическое руководство для разработчиков лазерных систем. Сделан вывод о том, что электрооптический затвор обеспечивает максимально точную и надежную работу, время открытия составляет всего 0.6 мс, также этот затвор обеспечивает высокую точность выполнения команд сигнала, даже при очень быстром переключении ($T = 10$ мс). Некоторые примеры последних достижений демонстрируют впечатляющие результаты с использованием пьезоэлектрических актуаторов [7].

Целью настоящей работы является разработка быстродействующего экспозиционного затвора сверхярких пучков синхротронного излучения для источников поколения 4+, который позволяет подавлять монохроматический пучок СИ не менее чем на 5 порядков по интенсивности и иметь время срабатывания на открытие/закрытие не более 10 мс.

2. БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ЭКСПОЗИЦИОННЫЙ ЗАТВОР НА ОСНОВЕ ПЬЕЗОАКТУАТОРА

Быстродействующий экспозиционный затвор пучка (далее – затвор) предназначен для быстрого перекрывания пучка синхротронного излучения (время открытия/закрытия – не более 10 мс). Скорость срабатывания затвора

определяет время, в течение которого синхротронное излучение будет воздействовать на исследуемый образец и детектор. При закрытии устройство должно уменьшить интенсивность излучения на пять порядков, т.е. оставить 0.001 % от исходной плотности мощности. При этом работать затвор пучка должен в условиях глубокого вакуума, т.е. желательно, чтобы в нем не было никаких трущихся частей, подшипников, смазки и т. п. Кроме того, затвор должен быть очень надежным и отрабатывать миллионы циклов. Практически единственным решением в таких условиях является использование пьезоактуаторов [7], которые обладают достаточным быстродействием и надежностью, не имея при этом трения.

На рис. 1 представлен общий вид затвора пучка СИ, разработанного для станции 1–2 “Структурная диагностика”. Он состоит из рычагов, которые перекрывают пучок СИ апертурой до 3×3 мм². Рычаги расположены на основании и смещаются с помощью усиленных пьезоактуаторов Xaxis400A5 (Harbin Core Tomorrow Science & Technology Co, КНР). Усиленный пьезоактуатор увеличивает смещение, создаваемое низковольтными пьезоэлектрическими элементами, за счет специальной усиливающей механической конструкции. Усиленная конструкция представляет собой механическую оболочку,

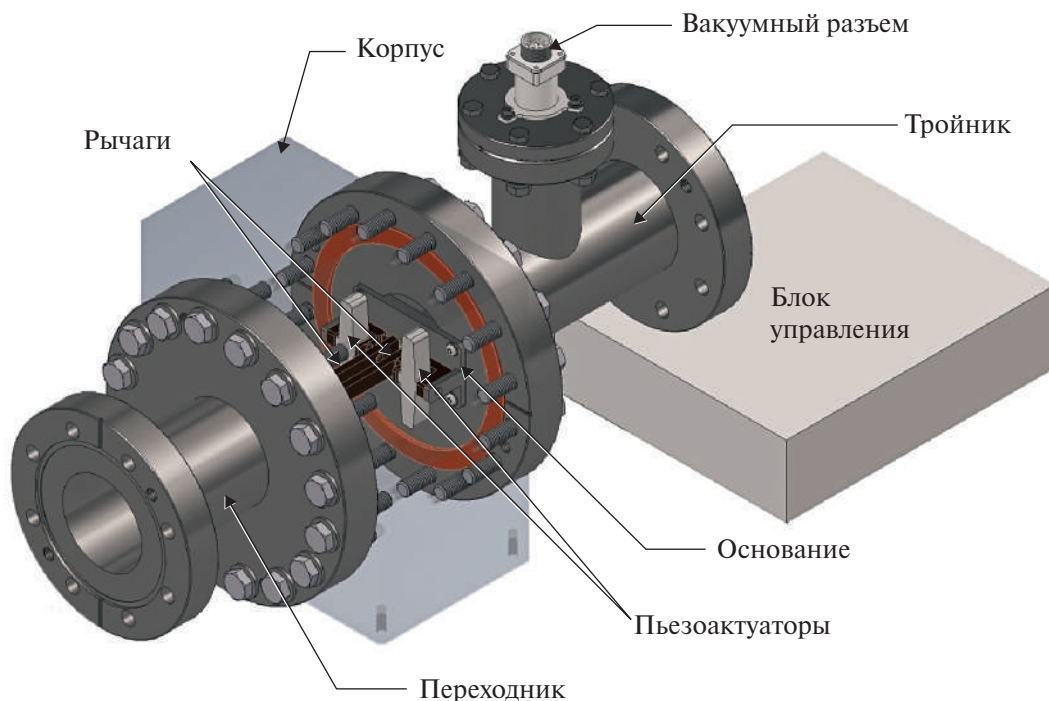


Рис. 1. Общий вид затвора пучка синхротронного излучения

изготовленную из стали. Помимо обеспечения оптимизированного усилия предварительной затяжкой пьезоэлектрических элементов, она также защищает их от растягивающих усилий, которые могут привести к их разрушению. Пьезоактуатор закреплен в корпусе, состоящем из компонентов вакуумного оборудования: тройника, переходника и вакуумного разъема. Все вакуумные соединения соответствуют стандарту CF. Согласно техническому заданию, блок управления пьезоактуаторами интегрирован с автоматизированной системой управления дифрактометров.

Принцип работы затвора основан на упругой деформации двух независимых рычагов, которые более детально представлены на рис. 2.

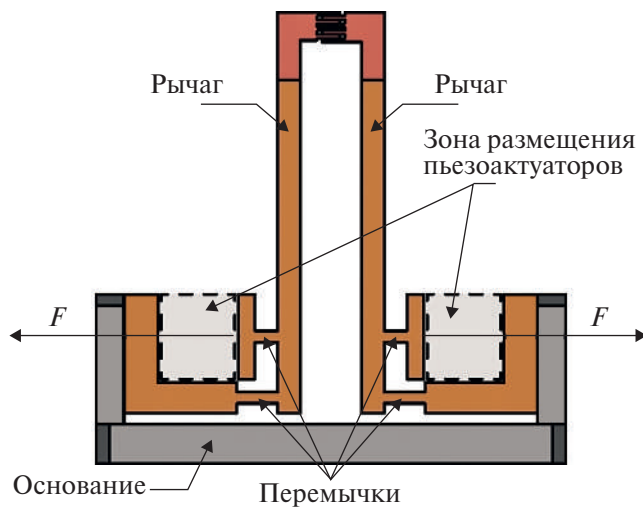


Рис. 2. Размещение рычагов на основании

Там же показаны схема размещения рычагов на основании, зоны размещения пьезоактуаторов и векторы их сил. Для выбора материала рычагов был проведен параметрический анализ конструкции затвора в программном продукте компании Autodesk Inventor Professional [8], в котором можно моделировать и анализировать критические напряжения и деформации в деталях и сборках при различных нагрузках и условиях. Это дает возможность оптимизировать конструкцию и предотвратить поломки затвора на этапе проектирования.

При проведении параметрического анализа выбор материала является важным этапом. Степень влияния каждой характеристики на упругую деформацию рычагов определяется в процессе параметрического анализа. Материал задается для определения его физических и механических свойств, которые влияют на поведение моделируемой системы. Эти свойства используются в расчетах для определения напряжений, деформаций, перемещений и других параметров, необходимых для оценки эффективности затвора. В результате моделирования в качестве материала для рычагов была выбрана бериллиевая бронза БрБ2, а векторы силы равны 16 Н. Результаты анализа показаны на рис. 3.

Результаты расчета показали, что при усилии 16 Н деформации рычагов составили 2 мм, а максимальное напряжение в рычагах равнялось 282 МПа. Для бериллиевой бронзы БрБ2 допустимые напряжения имеют значения от 590 до 930 МПа.

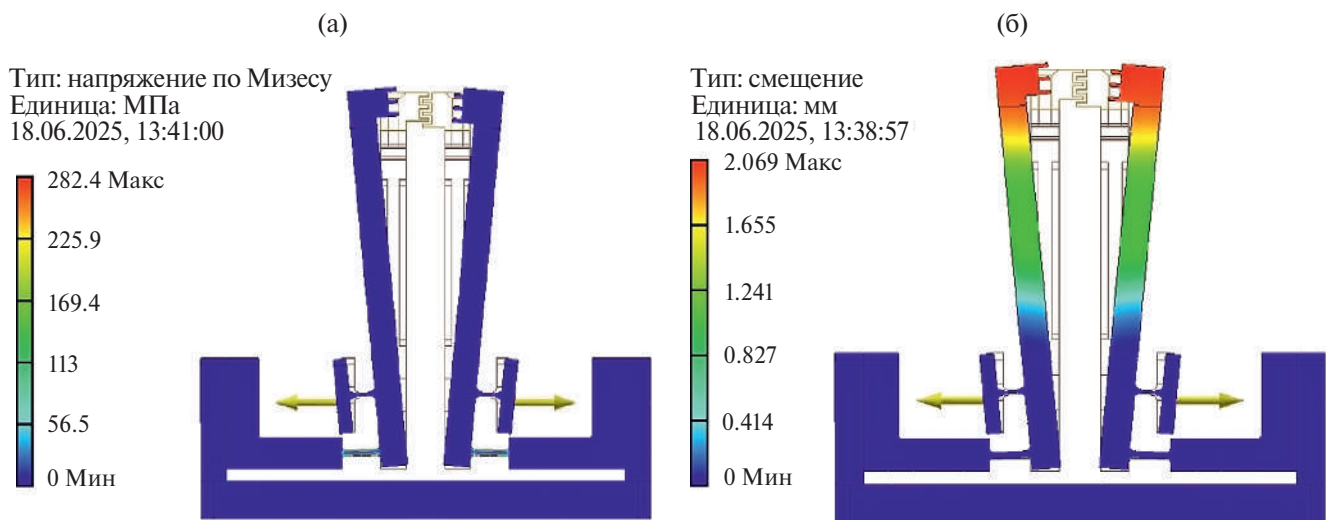


Рис. 3. Параметрический анализ конструкции затвора в программном продукте компании Autodesk Inventor Professional: а — максимальные напряжения в рычагах; б — смещение рычагов

3. РАСЧЕТ ТОЛЩИНЫ НОЖЕЙ ЗАТВОРА

Для оценки поглощения СИ в материале затвора по закону Бугера–Ламберта–Бера была рассчитана зависимость отношения интенсивности прошедшего излучения к интенсивности падающего излучения от толщины пластинки из различных материалов (сплав ВД-10, Мо, Та и Си) при энергиях 10–30 кэВ. Линейный коэффициент поглощения был взят из таблиц Henke [9]. Результаты представлены на рис. 4 и в табл. 1. При расчетах плотность сплава ВД-10 (W, Cu) считалась равной 8 г/см³.

Исходя из полученных зависимостей, можно выбрать материал и толщину поглотителей (наконечников рычагов). На данном этапе ввиду простоты обработки использовалась медь.

Таблица 1. Рекомендованные значения толщины ножей для различных материалов для $I/I_0 \leq 10^{-5}$ с коэффициентом запаса 4

Материал	Толщина, мм
ВД-10	3.2
Mo	1.6
Ta	1.2
Cu	4.8

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО ЭКСПОЗИЦИОННОГО ЗАТВОРА

На основе моделирования и расчетов параметров затвора был изготовлен его прототип в вакуумном исполнении, представленный на рис. 5.

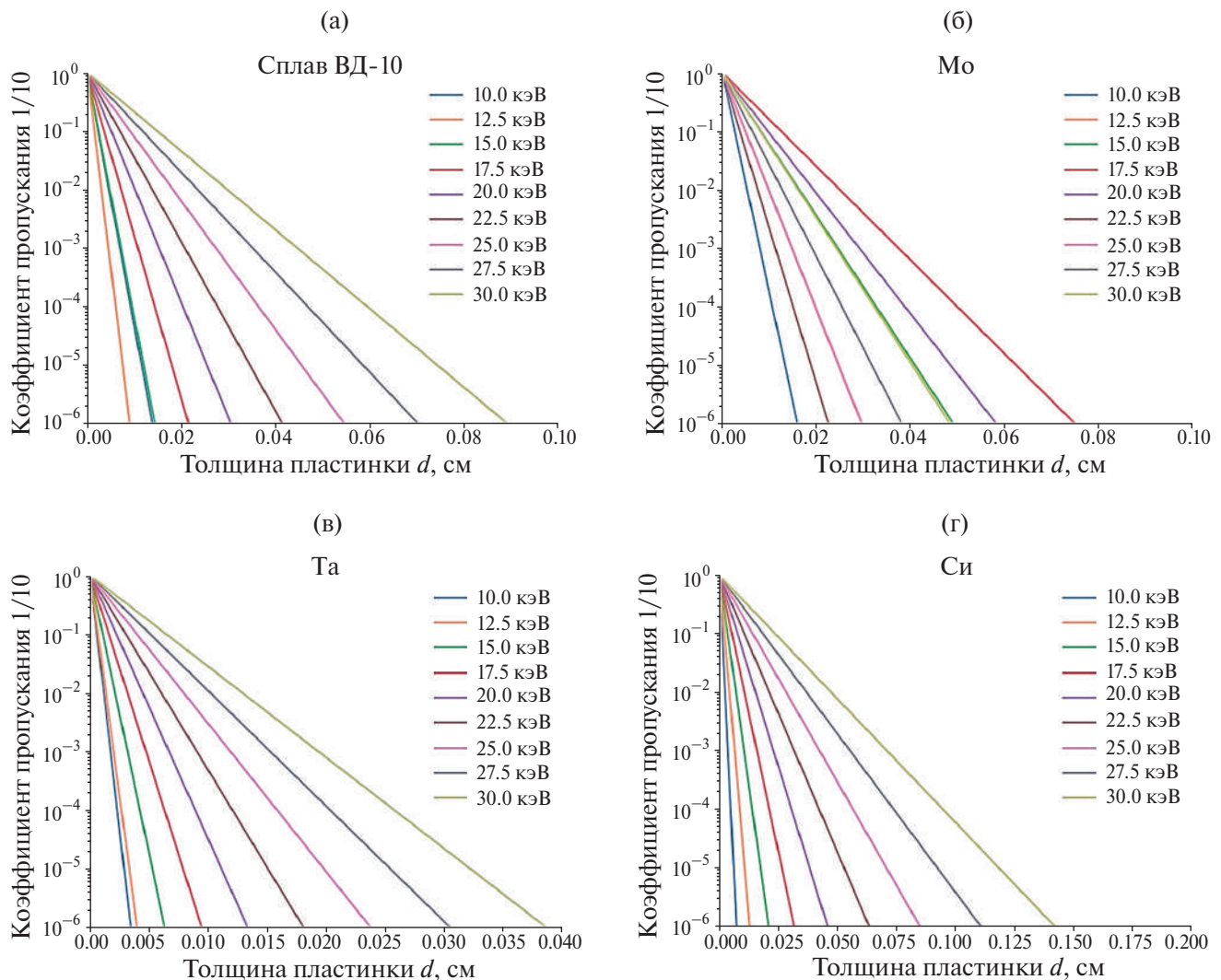


Рис. 4. Зависимость отношения интенсивности прошедшего излучения к интенсивности падающего излучения I/I_0 от толщины пластинки d при различных значениях энергии излучения для следующих материалов: а – ВД, б – Мо, в – Та, г – Си

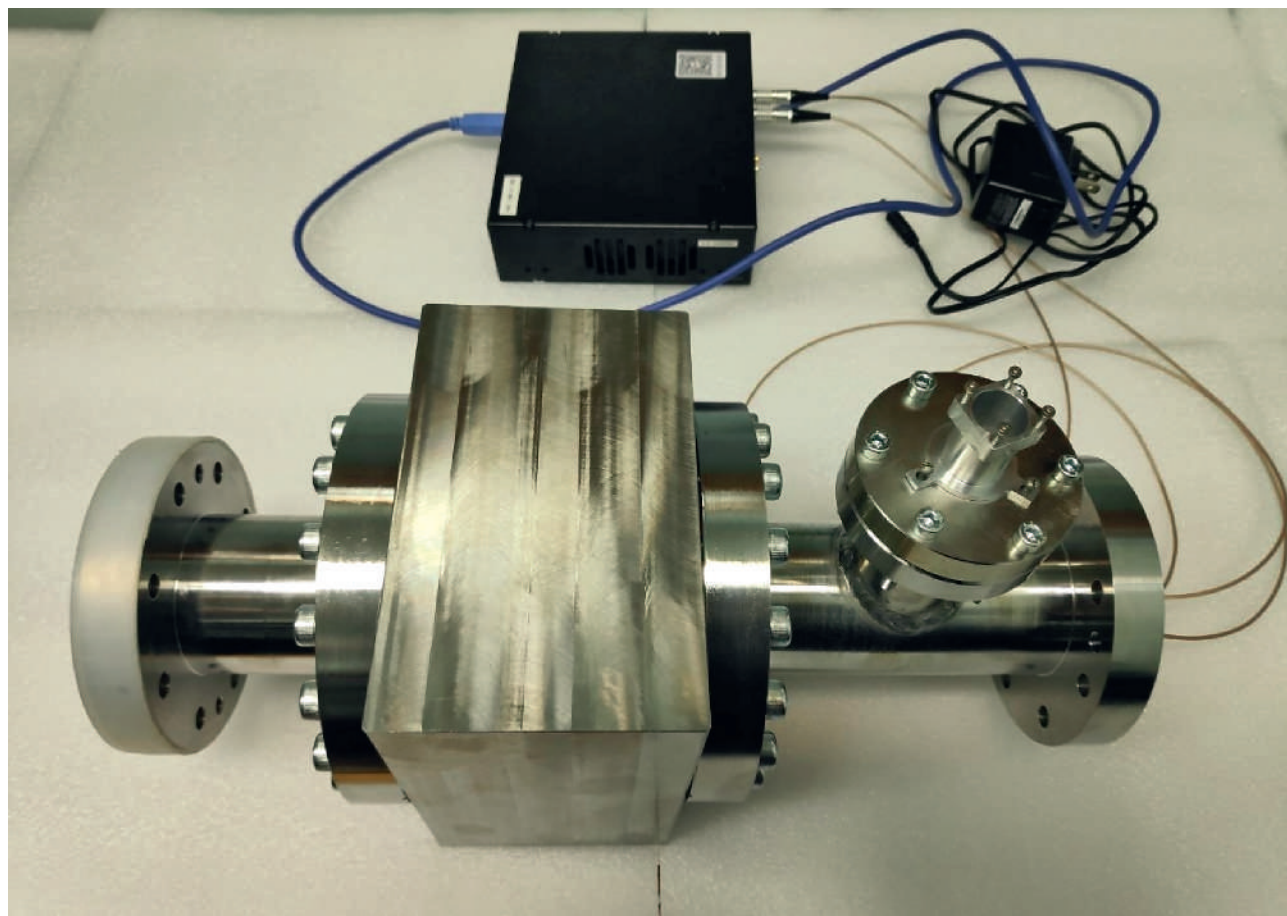


Рис. 5. Внешний вид быстродействующего экспозиционного затвора

Пьезоактуаторы, управляющие положениями рычагов, работают в диапазоне напряжений от -20 до $+150$ В. При значении напряжения -20 В рычаги максимально сомкнуты, при значении напряжения $+150$ В рычаги максимально разомкнуты. Максимально возможное раскрытие рычагов, измеренное концевыми мерами, составило 3.5 мм.

Для настройки затвора рассматривались 10 режимов работы для быстрого открытия и закрытия рычагов. Абсолютная величина хода пьезоактуаторов составляет 170 В (от -20 В до $+150$ В). Режимы работы выбирались таким образом, чтобы обеспечить максимальное быстродействие при полной апертуре 3.5 мм.

Работа затвора снималась с использованием скоростной камеры NOVA fastcam S-series с разрешением 3072×512 пикселей и скоростью съемки 4000 кадров в секунду (0.25 мс на кадр). Время нарастания напряжения на актуаторах можно установить достаточно малым (до 2 мс). Но из-за ударного воздействия актуаторов на рычаги возникали их колебания в крайних положениях. Время колебаний после смыкания/раскрытия определялось по изображениям

с камеры. Режимы работы открытия рычагов представлены в табл. 2. Затвору требуется примерно 50 мс для того, чтобы прийти в состояние покоя после достижения заданного положения, в течение которого он продолжает колебаться в конце своего пути. Следовательно, когда новый управляющий сигнал поступает до завершения этого периода колебаний, рычаг затвора начинает действовать совершенно неуправляемо, быстро колеблясь между крайними точками своего пути.

Данные из табл. 2 представлены на рис. 6.

Режимы открытия рычагов затвора представлены в табл. 3

Данные табл. 3 представлены на рис. 7.

В ходе рассмотрения разных режимов работы рычагов затвора удалось найти оптимальные параметры: режим № 4 (3 шага по 56 В, 1 мс между шагами) и режим № 9 (3 шага по 56 В, 2 мс между шагами). При анализе видеоизображений было видно, что в этих режимах происходило гашение колебаний рычагов за счет последующих шагов актуаторов, т.е. импульсы открытия/закрытия находились в противофазе с собственными колебаниями рычагов.

Таблица 2. Режимы открытия рычагов затвора при начальном напряжении –20 В

Режим работы	Шаг, В	Количество шагов	Задержка между шагами, мс	Время открытия, мс	Время колебаний, мс
1	17	10	1	25.50	16.25
2	34	5	1	14.50	52.50
3	42	4	1	9.50	75.00
4	56	3	1	6.25	107.00
5	85	2	1	5.25	160.00
6	17	10	2	36.25	46.50
7	34	5	2	14.50	20.75
8	42	4	2	14.50	71.25
9	56	3	2	6.50	78.00
10	85	2	2	5.75	162.25

Таблица 3. Режимы открытия рычагов затвора при начальном напряжении 150 В

Режим работы	Шаг, В	Количество шагов	Задержка между шагами, мс	Время закрытия, мс	Время колебаний, мс
1	–17	10	1	22.00	67.00
2	–34	5	1	13.25	104.50
3	–42	4	1	15.75	103.75
4	–56	3	1	8.25	131.50
5	–85	2	1	6.25	155.50
6	–17	10	2	44.75	52.75
7	–34	5	2	21.25	99.50
8	–42	4	2	15.25	90.50
9	–56	3	2	13.75	132.50
10	–85	2	2	10.00	114.00

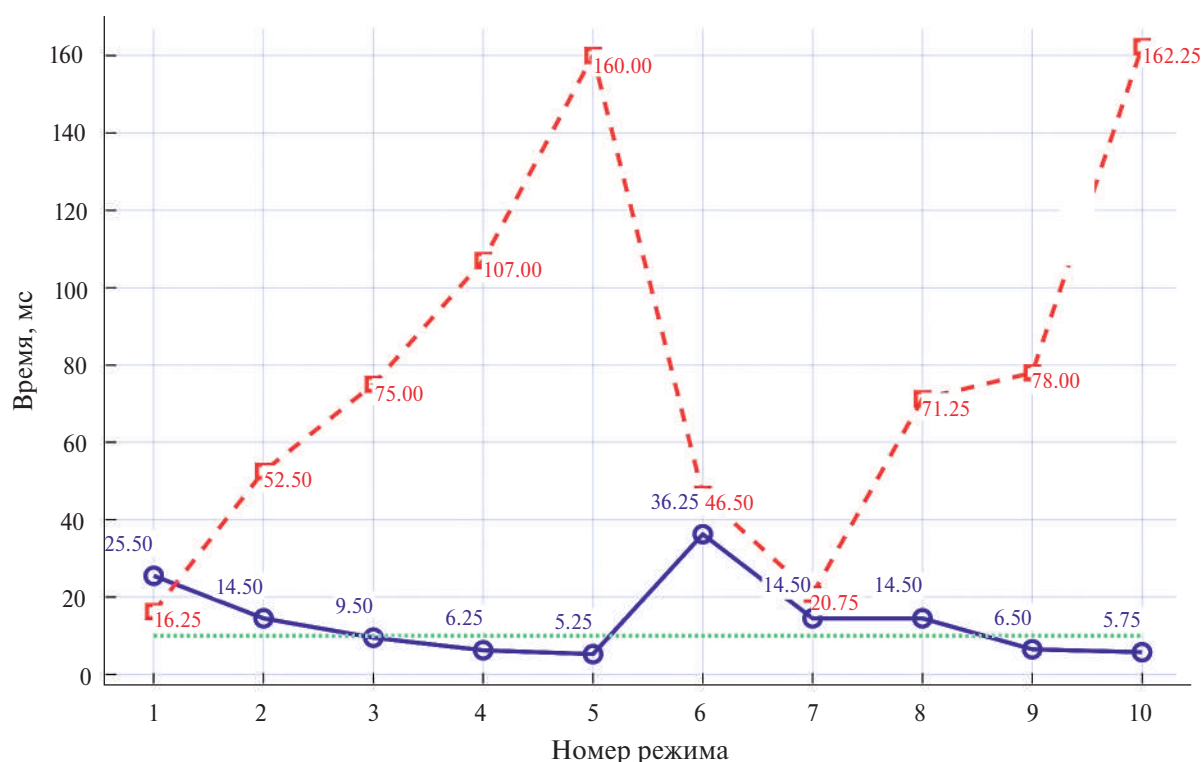


Рис. 6. Время открытия шторок — синяя линия, время колебания рычагов — красная линия, время открытия шторок 10 мс (согласно ТЗ) — зеленый пунктир

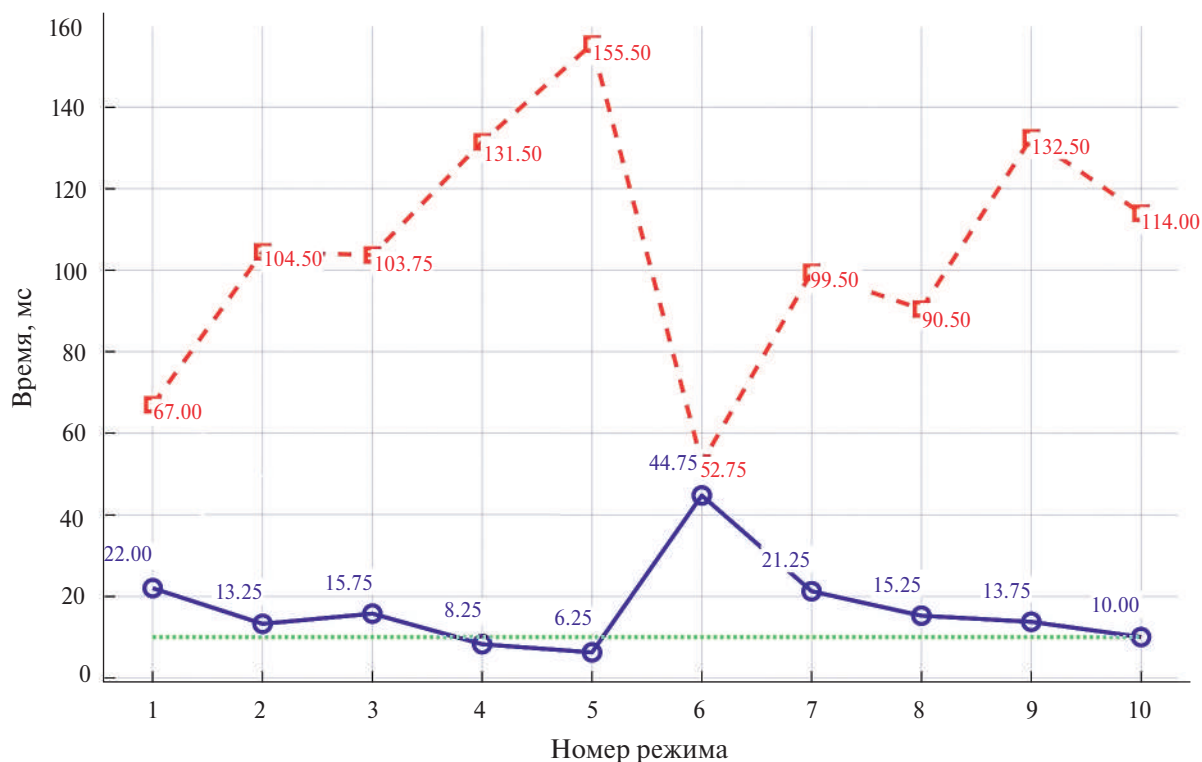


Рис. 7. Время закрытия шторок — синяя линия, время колебания шторок — красная линия, время закрытия шторок 10 мс — зеленый пунктир

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в нашей статье представлен быстродействующий экспозиционный затвор монохроматического пучка для научных станций синхротронного излучения. Особое внимание в ходе испытаний затвора было уделено выявлению режимов работы, когда у рычагов были сведены к минимуму колебания за счет подбора количества шагов и времени между шагами усиленного пьезоактуатора. С помощью высокоскоростной видеосъемки были установлены способы минимизации времени колебаний затвора после открытия/закрытия.

Затворы монохроматического пучка являются неотъемлемой частью научных станций синхротронного излучения. Их развитие и совершенствование открывают новые возможности для исследований в различных областях науки. Будущие достижения в этой области будут способствовать более глубокому пониманию физических процессов и материалов, что, в свою очередь, будет иметь важное значение для технологий и индустрии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Новосибирского государственного технического университета: первому проректору В.В. Янпольскому, руководителю инжинирингового центра “Проектирование и производство высокотехнологического оборудования” А.И. Смирнову и старшему научному сотруднику этого центра В.Ю. Скибе за помощь в организации работ, а также сотрудникам центра коллективного пользования “Сибирский кольцевой источник фотонов” за ценные советы и обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в Новосибирском государственном техническом университете при финансовой поддержке Министерства высшего образования и науки РФ (программа “Приоритет-2030”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Willmott P.* An Introduction to synchrotron radiation: techniques and applications. Hoboken: John Wiley & Sons, 2019.
<https://doi.org/10.1002/9781119970958.index>

2. Бухтияров А.В., Бухтияров В.И., Журавлев А.Н. и др. Кристаллография. 2022. Т. 67. № 5. С. 742.
<https://doi.org/10.31857/S0023476122050022>
3. Adams C.S. Rev. Sci. Instrum. 2000. Т. 71. № 1. С. 59.
<https://doi.org/10.1063/1.1150160>
4. Лычагин С.И. Авторское свидетельство № 1775712 А1 СССР, МПК G03B 27/80, ЦНИИмаш, 1992.
5. Пономарев И.В., Топчий С.Б., Евтушенко Г.С. Медицинская техника. 2024. № 3. С. 8.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=75157795>
6. Aboud D., Wood M., Zeppetelli G., Joy N., Kietzig A.-M. Materials. 2022. V. 15. № 3. P. 897.
<https://doi.org/10.3390/ma15030897>
7. Bowden W., Hill I.R., Baird P.E.G., Gill P. Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. № 1.
<https://doi.org/10.1063/1.4973774>
8. Большаков В.П., Бочков А.Л., Лячек Ю.Т. Твердотельное моделирование деталей в CAD системах: AutoCAD, Компас-3В, SolidWorks, Inventor, Creo. Учебный курс. СПб., 2015. 250 с.
9. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. At. Data Nucl. Data Tables. 1993. V. 54. № 2. P. 181.
<https://doi.org/10.1006/adnd.1993.1013>

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИНИС-ДЕТЕКТОРОВ, ИНТЕГРИРОВАННЫХ В ПЛАНАРНЫЕ АНТЕННЫ СУБТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

© 2026 г. А. А. Гунбина^а, А. М. Чекушкин^а, В. С. Эдельман^б,
Р. А. Юсупов^{а,*}, М. А. Тарасов^а

^а *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
Российская Федерация, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7*

^б *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
Российская Федерация, 119334, Москва, ул. Косыгина, 2*

* E-mail: Yusupovrenat@hitech.cplire.ru

Поступила в редакцию 30.10.2025

После доработки 27.11.2025

Принята к публикации 09.12.2025

Рассмотрены этапы исследования частотных характеристик детекторов на основе структур сверхпроводник — изолятор — нормальный металл — изолятор — сверхпроводник (СИНИС), интегрированных в различные варианты планарных антенн субтерагерцевого диапазона. СИНИС-детектор не является частотно селективным приемником, и для приема субтерагерцевого излучения он встраивается в антенну и оптическую систему в соответствии с необходимой полосой приема. Рассмотрен вариант интеграции с широкополосной логопериодической и узкополосной двойной щелевой антеннами. Приведены результаты трехмерного электромагнитного моделирования разработанных дизайнов антенн. Изготовлены и измерены спектры масштабных моделей в СВЧ-диапазоне. Рассмотрены некоторые экспериментальные схемы измерения частотных характеристик СИНИС-детекторов и приведены результаты таких измерений.

DOI: 10.7868/S3034564226020203

1. ВВЕДЕНИЕ

Субтерагерцевый диапазон является наиболее привлекательным и малоосвоенным для исследований и создания приборов и техники для лабораторных и практических приложений [1]. Одной из передовых практических задач является создание приемников и детекторов для радиоастрономических приложений. Наиболее высокие требования предъявляются для приборов космических миссий, где приемники работают в отсутствие фоновой засветки атмосферы и не ограничены в частотном диапазоне окнами пропускания атмосферы (при работе в режиме одиночного телескопа). В режиме интерферометра земля—космос частотные полосы приемников уже согласуются с окнами прозрачности, например 84–116 ГГц, (ALMA Band 3),

211–275 ГГц (ALMA Band 6), 275–373 ГГц (ALMA Band 7) [2].

Для различных радиоастрономических задач используются как гетеродинные, так и негетеродинные приемники, но во всех типах детекторы излучения встраиваются в планарные антенны нужного диапазона [3]. В соответствии с задачами и используемым приемным трактом это могут быть как узкополосные (одночастотные и многочастотные), так и широкополосные одноканальные планарные антенны. Для повышения мощности насыщения и динамического диапазона детекторы, как правило, интегрируются в матрицы антенн, где приходящая мощность излучения распределяется между несколькими детекторами.

Одними из перспективных высокочувствительных негетеродинных приемников субтера-

герцевого диапазона частот являются сверхпроводниковые детекторы на основе структур сверхпроводник — изолятор — нормальный металл — изолятор — сверхпроводник [4]. СИНИС-структура представляет собой два туннельных перехода сверхпроводник — изолятор — нормальный металл (СИН), соединенных общим электродом из нормального металла, выполняющим роль поглотителя (абсорбера). В зависимости от конструкции и выбора рабочих условий СИНИС-детектор может работать как в болометрическом режиме, так и в пропорциональном (счетчик фотонов) [5].

Для приема излучения СИНИС-структуры удобно интегрируются с планарными антеннами. Туннельные переходы сверхпроводник — изолятор — нормальный металл в таких детекторах на субтерагерцевых частотах имеют маленький импеданс (за счет емкости перехода), и поэтому с антенной согласуется только активное сопротивление абсорбера СИНИС-детектора. Но при этом СИН-переходы изолируют по теплу абсорбер от сверхпроводящих электродов. Сопротивление абсорбера в СИНИС-детекторах может варьироваться от нескольких до десятков Ом, оно определяется в первую очередь геометрическими размерами и используемым материалам. Типичные размеры абсорберов в таких детекторах таковы: длина — несколько микрометров,

ширина — меньше 1 мкм, толщина — меньше 100 нм. Такие детекторы хорошо встраиваются как в широкополосные антенны, например в логопериодическую антенну диапазона 100–500 ГГц (рис. 1а), так и в узкополосные резонансные антенны, например в двойную щелевую антенну на центральную частоту 345 ГГц (рис. 1б). Такие антенны имеют характерные размеры порядка 1 мм, они с хорошей точностью и воспроизводимостью изготавливаются современными методами микроэлектроники: фотолитография или прямая лазерная литография и процесс взрывной литографии (liftoff) или плазмохимическое травление. Наиболее часто СИНИС-детекторы с антеннами изготавливаются на промышленных кремниевых подложках с толщиной 500 мкм, 330 и 270 мкм. Для выполнения отдельных задач также используются кварцевые и сапфировые подложки. С учетом нужного диапазона частот, используемых подложек и особенностей оптического тракта осуществляются выбор и оптимизация дизайнов планарных антенн с СИНИС-детекторами. В первую очередь оптимизируются амплитудно-частотные характеристики (АЧХ), диаграмма направленности и импеданс антенны. Для согласования с антенной подбирается оптимальное сопротивление поглотителя СИНИС-детектора.

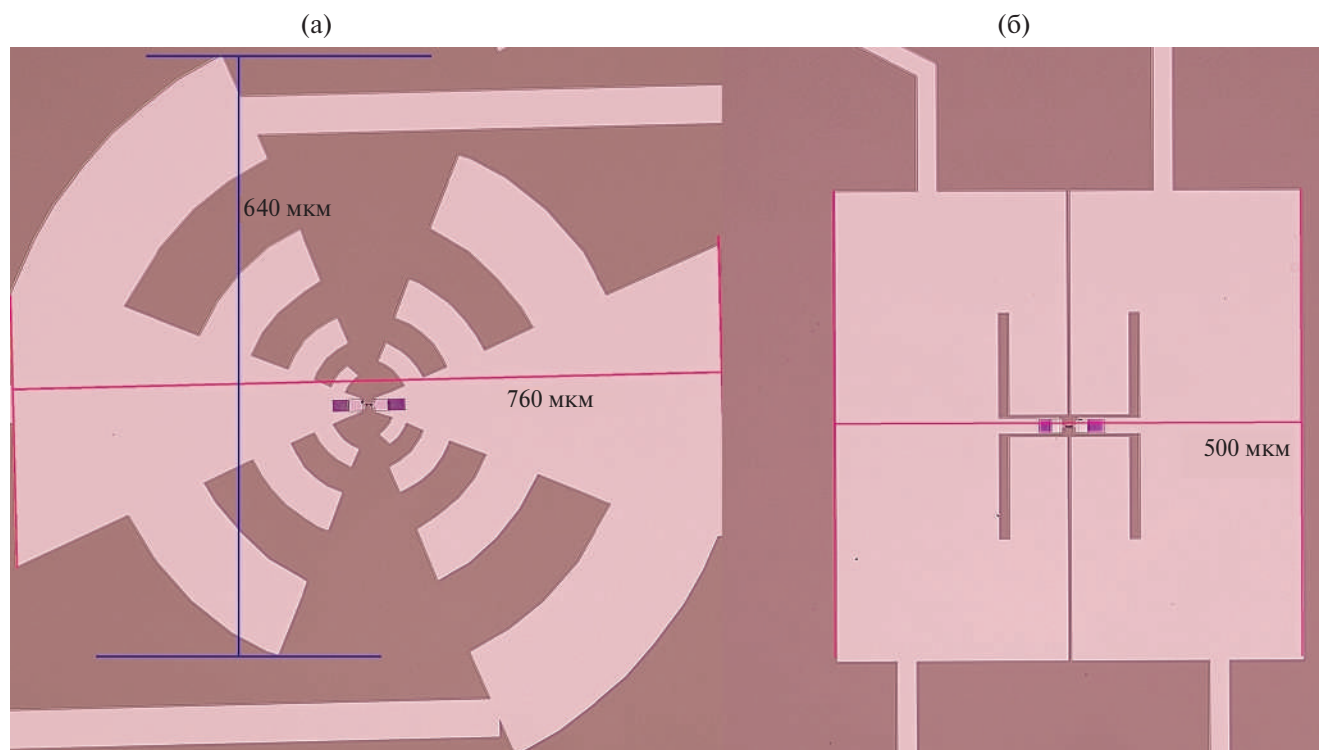


Рис. 1. Вид в оптическом микроскопе широкополосной логопериодической антенны диапазона 100–500 ГГц (а) и двойной щелевой антенны для центральной частоты 345 ГГц (б)

2. ИЗМЕРЕНИЕ МАСШТАБНЫХ МОДЕЛЕЙ ПЛАНАРНЫХ АНТЕНН

Прямое измерение характеристик планарных антенн диапазона 100–500 ГГц является нетривиальной задачей, предъявляющей высокие требования к оборудованию и схеме эксперимента: требуются калиброванные источники излучения и приемники данного диапазона частот. Обходным вариантом является изготовление масштабных моделей планарных антенн и измерение их характеристик в хорошо освоенном СВЧ-диапазоне частот. При увеличении субтерагерцевых антенн в 100 раз их рабочие частоты сдвинутся в диапазон 1–5 ГГц, измерения в котором удобно проводить с помощью широко распространенных векторных анализаторов цепей СВЧ-диапазона.

Масштабные модели изготавливаются из фольгированного стеклотекстолита, как обычные печатные платы (рис. 2). В этом и заключается главный недостаток данного подхода, так как масштабируется только металлизация антенны без соответствующего масштабирования подложки. Для масштабирования распространенной подложки толщиной 500 мкм нужен кристалл кремния ($\epsilon = 11.9$) толщиной 5 см. Поэтому измерение масштабных моделей на обычном стеклотекстолите FR-4 (0.5–1 мм, $\epsilon = 4.5$)

скорее соответствует измерениям металлических антенн без подложки.

Для представленных антенн изготовлены масштабные модели. Масштабный коэффициент для логопериодической антенны равен 100, для двойной щелевой антенны он составил 117–132. В середину антенны подпаивался отрезок жесткого коаксиального провода с SMA-разъемом для подключения к векторному анализатору цепей. Дополнительно в середину могут устанавливаться SMD-компоненты для моделирования различных нагрузок. При подключении к векторному анализатору цепей измеряется параметр S_{11} , т.е. параметры антенны измеряются на излучение, но согласно теореме взаимности параметры антенн на прием и излучение сигнала не различаются.

Изготовленные масштабные модели были измерены с помощью векторного анализатора цепей R&S ZNB20 в диапазоне 100 кГц–20 ГГц. На рис. 3 представлены полученные спектры в диапазоне 1–5 ГГц для прямого сравнения с приведенными в следующем разделе результатами численного моделирования. По результатам данного моделирования видно, что логопериодическая антенна без подложки начинает эффективно работать, только начиная с частот выше 2.5 ГГц, а резонансные пики двойной щелевой антенны не ярко выражены и нет домини-

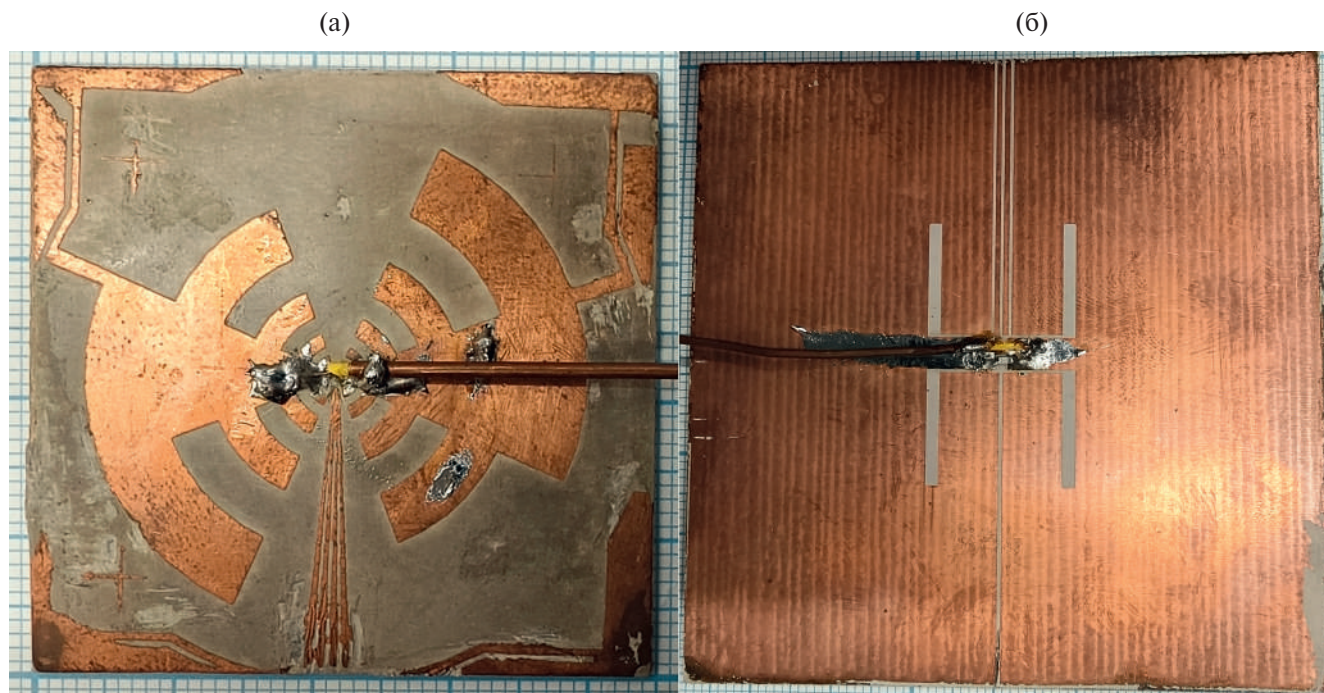


Рис. 2. Фотографии изготовленных масштабных моделей широкополосной логопериодической антенны диапазона 100–500 ГГц (а) и двойной щелевой антенны для центральной частоты 345 ГГц (б)

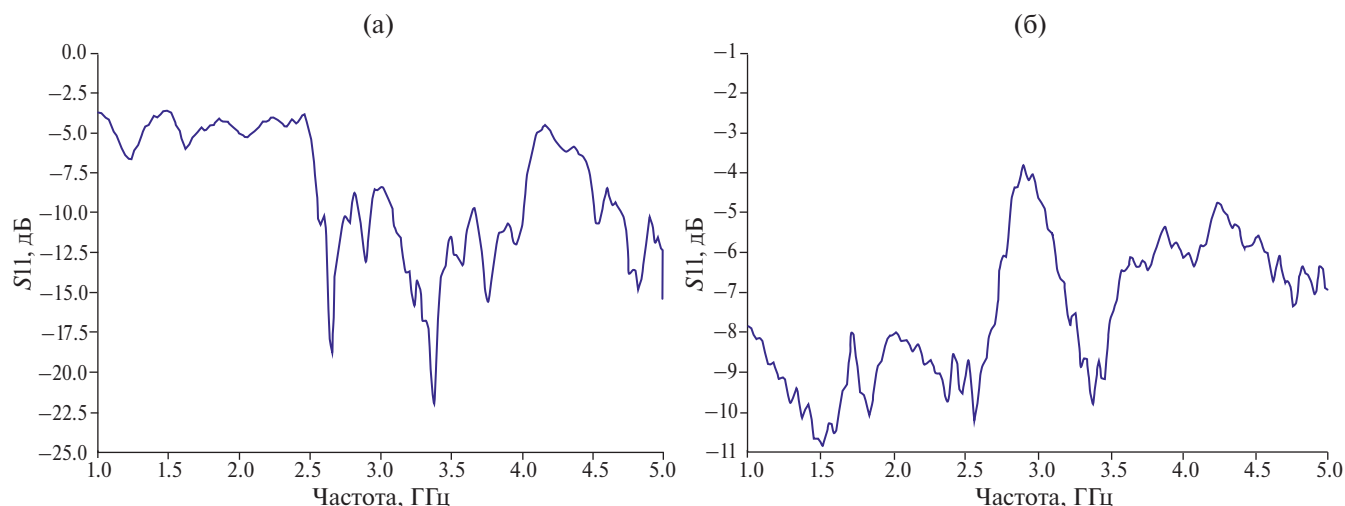


Рис. 3. Результаты измерений изготовленных масштабных моделей широкополосной логопериодической антенны диапазона 100–500 ГГц (а) и двойной щелевой антенны для центральной частоты 345 ГГц (б)

нирующего явного резонанса на центральной частоте. Такие результаты связаны с тем, что конкретные дизайны антенн разработаны для работы совместно с кремниевой подложкой, которая существенно влияет на параметры расположенных на ней антенн. Исследуя масштабные модели, можно также получить представление о диаграмме направленности таких антенн.

3. ЧИСЛЕННОЕ ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Трехмерное компьютерное численное моделирование — это современный способ определения основных параметров разрабатываемых планарных антенн. С учетом доступных вычислительных мощностей можно смоделировать не только антенну на подложке с детектором, но и полную сборку с элементами оптического тракта. При таком подходе можно также оперативно менять и оптимизировать геометрию исследуемых конструкций. Для компьютерного трехмерного моделирования, как правило, используют коммерческие программные пакеты. Наиболее широко известные из них — CST Studio Suite и Ansys HFSS. Для примера рассмотрим результаты численного расчета АЧХ антенн упомянутого дизайна: логопериодической и двойной щелевой в CST Studio Suite (рис. 4).

Антенны моделировались на кремниевых подложках ($\epsilon = 11.9$) толщиной 280 мкм. Для логопериодической антенны основные размеры таковы: размер подложки $L = 2$ мм максимальная высота антенны $A_h = 910$ мкм, максималь-

ная ширина $A_w = 1100$ мкм. Для двойной щелевой антенны основные размеры таковы: высота щели $s_h = 248$ мкм (соответствует длине волны на частоте 350 ГГц), ширина щели $s_w = 12.3$ мкм, расстояние между слотами $D_{bs} = 131.2$ мкм. Излучение задавалось через дискретный порт, встроенный в центр антенн. Граничные условия открытые, добавлено пространство (вакуум) перед антенной для корректного расчета (ГУ open + add space). Диапазон частот выбран от 50 до 1000 ГГц, использовалась адаптивная сетка разбиения для повышения точности расчета и исключения проблем, связанных с неправильной разбивкой. Материалы в проекте соответствуют реально используемым: кремниевая подложка и золотая металлизация антенны, хотя в данном случае конечная толщина и проводимость металлизации существенно не влияют на результаты расчетов [6].

Так же, как в случае исследования масштабных моделей, для определения АЧХ антенны на прием используется моделирование излучения антенны и рассчитывается параметр S_{11} . На рис. 5 показаны результаты расчетов оптимизированных конструкций в диапазоне 100–500 ГГц. Для широкополосной логопериодической антенны получена невысокая эффективность с отдельными резонансными частотами, а для двойной щелевой антенны — отклик с единственным высоккодобротным резонансом около проектной частоты 350 ГГц. За пределами показанного на рис. 5б диапазона частот наблюдается вторая гармоника на частоте 700 ГГц. Полученные результаты соответствуют требова-

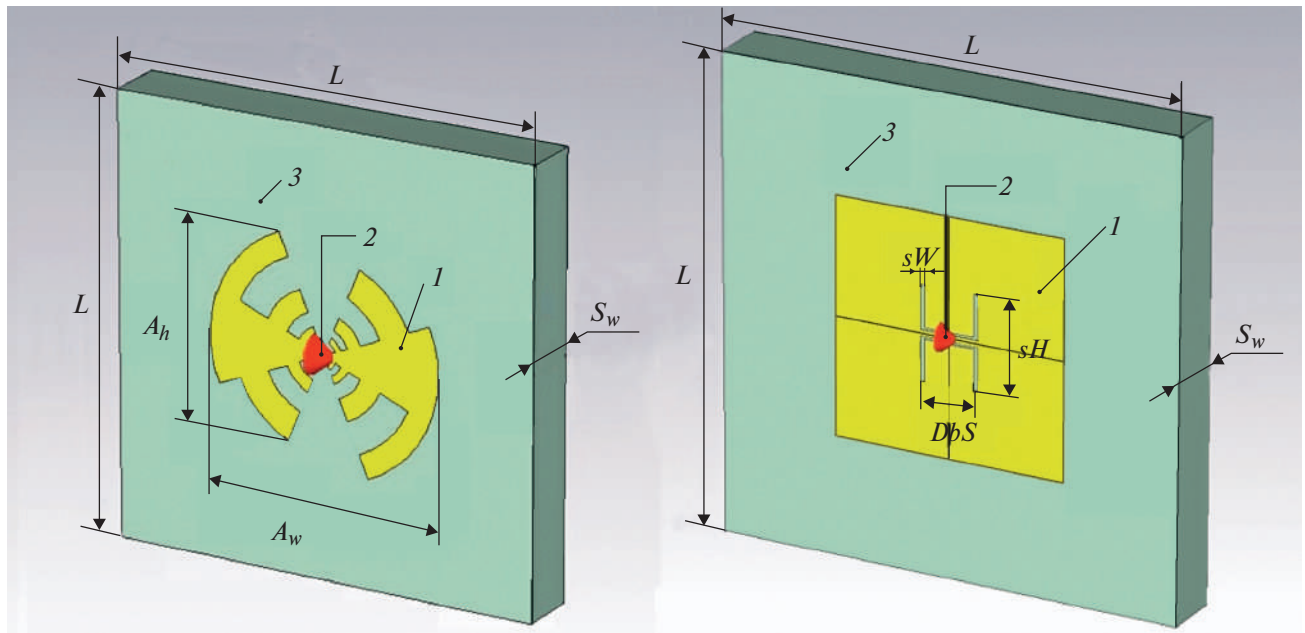


Рис. 4. Вид проектов в CST Studio Suite широкополосной логопериодической антенны диапазона 100–500 ГГц (а) и двойной щелевой антенны для центральной частоты 345 ГГц (б) : 1 – золотая антенна, 2 – дискретный порт, 3 – кремниевая подложка

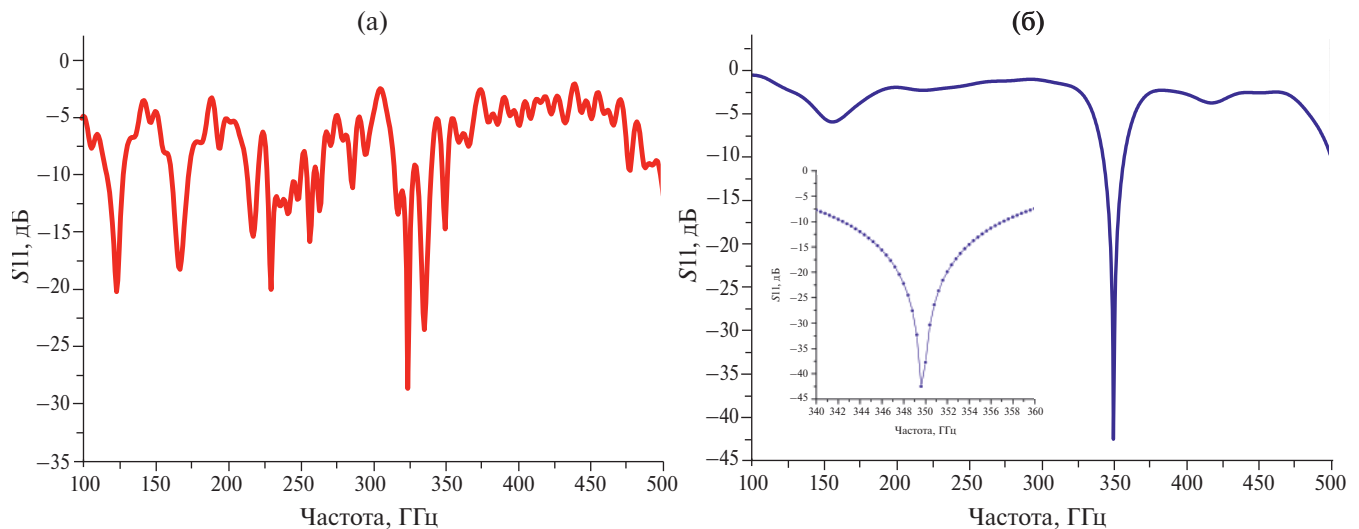


Рис. 5. Результаты численного расчета широкополосной логопериодической антенны диапазона 100–500 ГГц (а) и двойной щелевой антенны для центральной частоты 345 ГГц (б)

ниям и коррелируют с предварительными оценками, сделанными по аналитическим формулам. Но в реальных условиях существуют дополнительные неучтенные особенности, поэтому результаты численного моделирования необходимо сравнивать с результатами экспериментальных исследований.

4. СХЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Прямое измерение спектра поглощения СИНИС-детектора, интегрированного в пла-

нарную антенну, является сложной задачей. Одной из проблем для реализации такого эксперимента является отсутствие коммерчески доступных перестраиваемых в широком диапазоне частот источников субтерагерцевого излучения, калиброванных по мощности выходного излучения. Достаточно широкополосными являются источники субтерагерцевого излучения на основе ламп обратной волны (ЛОВ), но для перекрытия интересующего нас диапазона 100–500 ГГц потребуются минимум 2 ЛОВ разных частотных диапазонов. А высокочастотные

ЛОВ с рабочим диапазоном, приближающимся к 1 ТГц, являются редким и дорогим оборудованием. Главную сложность при работе с ЛОВ представляет их сильно изрезанная выходная характеристика: мощность выходного сигнала в рабочем диапазоне лампы может меняться на десятки дБ. Поэтому для измерения спектров с помощью ЛОВ требуются схемы измерений с отводом части излучения на калибровочный приемник.

Например, в нашей работе [7] СИНИС-детекторы измерялись в сорбционном криостате He-3 HELIOX-AC-V (Oxford Instruments) с базовой температурой 280 мК. Для исследования спектрального отклика была использована экспериментальная установка, схематично представленная на рис. 6. Излучение генератора обратной волны подается на образец через оптическое окно и три квазиоптических фильтра и аттенюатора на трех температурных ступенях, обеспечивающих ослабление на холодной ступени более 30 дБ. Для нормировки мощности излучения источника на основе лампы обратной волны использован диаграммный переключатель (chopper), который непрерывно с частотой 120 Гц переключает излучение ЛОВ от оптического окна криостата к пироэлектрическому приемнику, за счет чего достигаются как моду-

ляция сигнала, необходимая для синхронного детектирования, так и одновременное измерение опорного уровня сигнала пироэлектрическим приемником. Измеренное отношение сигналов на этих двух каналах позволяет избавиться от неравномерности выходной спектральной плотности мощности ЛОВ.

Но при таких измерениях остается проблема, связанная с равномерностью пропускания оптической системы в криостате. При таких измерениях на определенных частотах возникают стоячие волны, которые сильно влияют на измеряемые характеристики [8]. Требуется дополнительная калибровка приходящего на исследуемый детектор сигнала детектором, находящимся внутри криостата, после всех элементов оптического тракта. В наших работах [9] дополнительная калибровка сигнала обеспечивается рутениевым резистором, расположенным на холодной плите вблизи образца (см. рис. 7). RuO₂-резисторы представляют собой классический тепловой болометр, и при рабочих температурах СИНИС-детектора (ниже 300 мК) они обладают достаточной чувствительностью и не являются частотно селективными детекторами [10]. Для ряда образцов, содержащих на чипе с СИНИС-детектором термометр на основе СИН-переходов [11], возможно исполь-

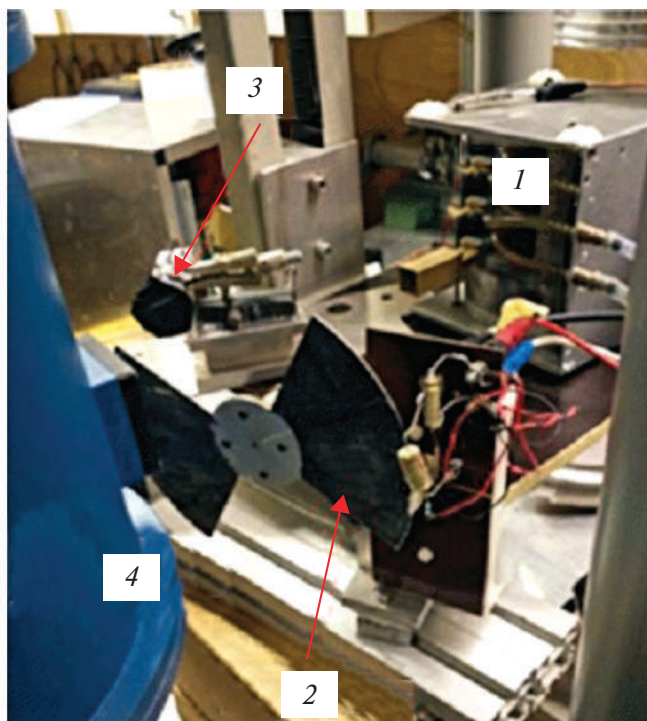
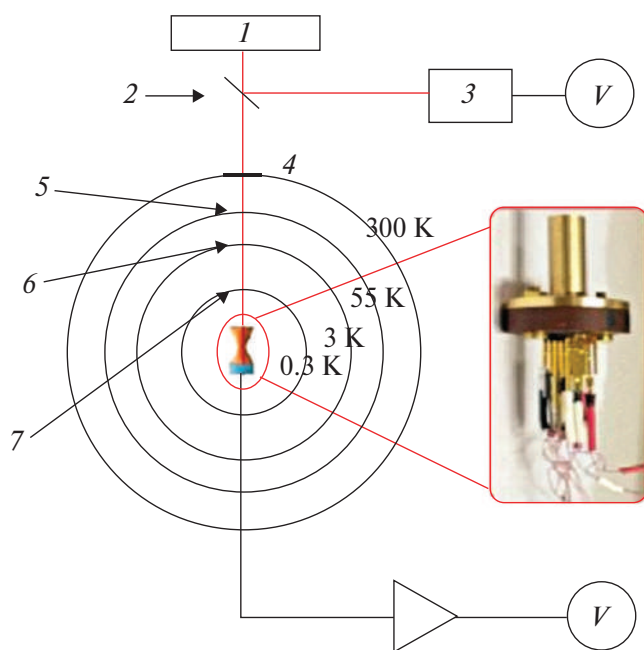


Рис. 6. Схема и фотография экспериментальной установки с источником излучения и калибровочным приемником, находящимся снаружи криостата: 1 – источник излучения, 2 – делитель сигнала, 3 – пироприемник, 4 – криостат с оптическим окном, 5–7 – фильтры на оптических окнах

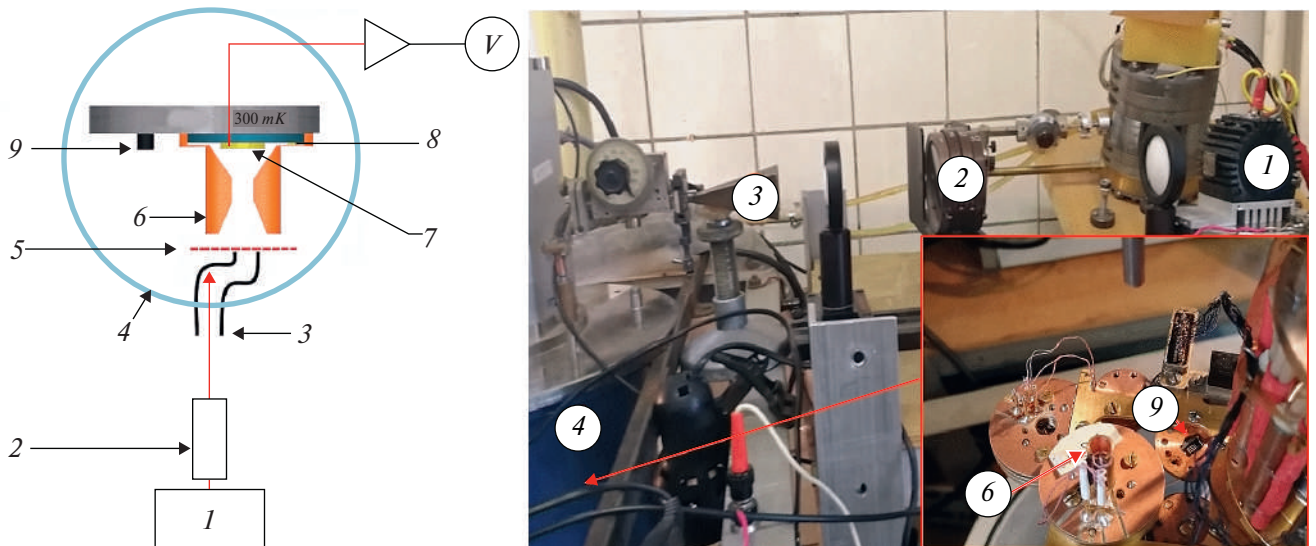


Рис. 7. Схема и фотография экспериментальной установки с калибровочным источником, находящимся внутри криостата: 1 – источник излучения, 2 – аттенюаторы, 3 – волновод, 4 – криостат, 5 – фильтры, 6 – рупор, 7 – СИНИС-детектор в антенне, 8 – СИН-термометр (на чипе), 9 – RuO_2 -термометр

зование этой цепочки СИН-переходов для калибровки мощности, приходящей на детектор. Как правило, СИН-термометры располагаются в стороне от приемной антенны СИНИС-детектора, но часть излучения также принимается цепочкой. За счет своей длины СИН-термометр работает как неселективная приемная антенна. Калибровка на такой отклик позволяет также исключить момент перегрева всего чипа внешним излучением. В данном эксперименте излучение в криостат вводилось по сверхразмерному волноводу и аттенюировалось снаружи криостата. Данные схемы громоздки, они позволяют получить качественную оценку спектрального отклика СИНИС-детекторов.

Перспективным источником субтерагерцевого излучения кажется сам джозефсоновский переход (ДП). Максимальная частота и мощность джозефсоновских колебаний определяются критическим током I_c , нормальным сопротивлением R_n и их произведением $V_c = I_c R_n$. При этом характерная частота джозефсоновских колебаний задается формулой $f_c = 2e/hV_c$. Характерное напряжение джозефсоновского перехода не превышает напряжения энергетической щели сверхпроводника, что, например, для широко распространенных ниобиевых переходов соответствует частотам порядка 700 ГГц. При использовании переходов на ВТСП можно реализовать рабочие частоты такого генератора выше 1 ТГц. Первоначально такой генератор на основе пленки YBaCuO ($T_c = 79$ К и $V_c > 4$ мВ) был исследован при установке на милликельви-

новую ступень криостата с обратной стороны от исследуемого СИНИС-детектора [12]. Но при такой установке при напряжениях выше 1 мВ происходит сильный перегрев ДП. Для увеличения выходной мощности джозефсоновского источника излучения и увеличения частоты генерации ДП был установлен на ^4He -ступени криостата при температуре 1.8 К (рис. 8). Расстояние между излучателем и приемником составляло 3 см. Измеренный отклик по напряжению СИНИС-детектора приведен на рис. 8. В данном эксперименте отклик не нормировался на какой-либо опорный канал, поскольку мы полагали, что мощность джозефсоновского генератора существенно не зависит от частоты в нашем рабочем диапазоне. В результате получены довольно равномерный широкополосный отклик для логопериодической антенны и резонансный отклик на частоту около 300 ГГц для двойной дипольной антенны, также существенно выражена вторая гармоника. Данный подход сейчас наиболее широко используется для исследования СИНИС-детекторов [13], и перспективным кажется использование генераторов на переходах NbN , которые позволят поднять рабочую частоту таких генераторов до 1 ТГц [14].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Компьютерное трехмерное моделирование за несколько лет сделало практически не актуальным изготовление и измерение масштабных

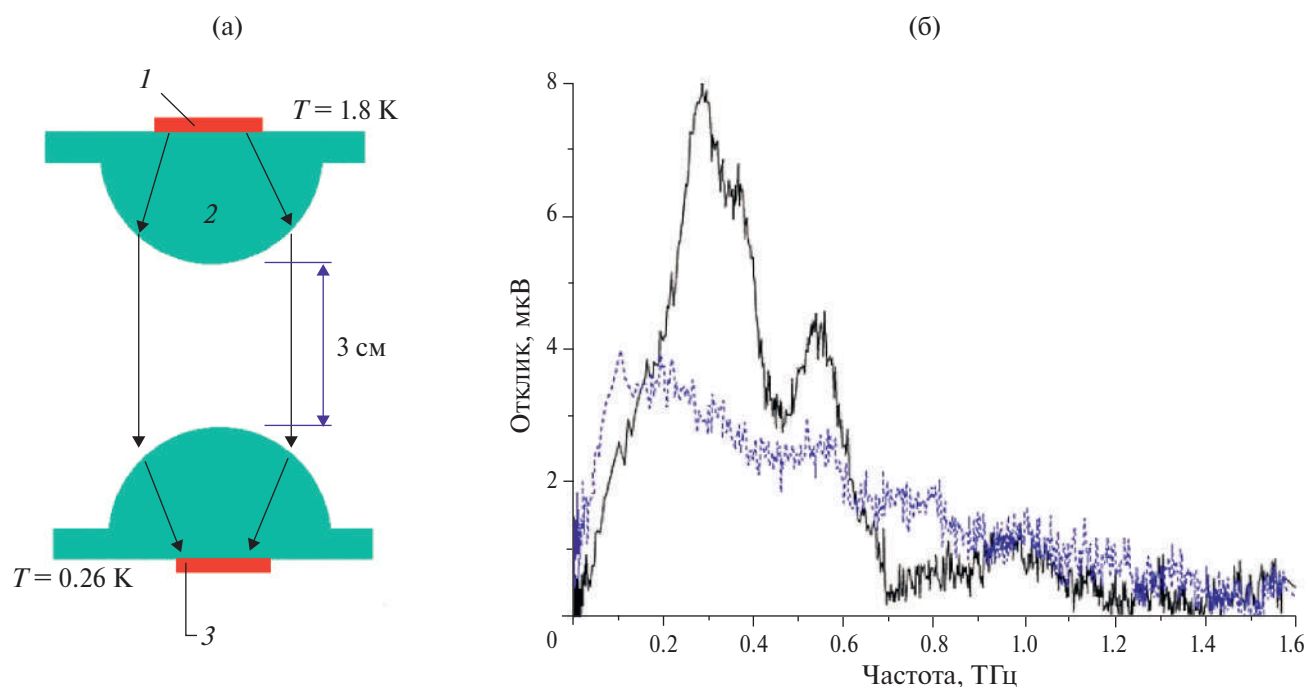


Рис. 8. Схема эксперимента с источником излучения внутри криостата (а) и экспериментально измеренные спектры СИНИС-детектора (б) в двойной дипольной (черная кривая) и логопериодической (синяя кривая) антеннах: 1 – джозефсоновский источник излучения, 2 – кремниевая линза, 3 – СИНИС-детектор в антенне

моделей исследуемых субтерагерцевых планарных антенн, разработанных для работы с СИНИС-детекторами. В отличие от масштабных моделей, численное моделирование позволяет учесть реальную толщину и материалы подложки, а также при необходимости другие элементы оптического тракта, такие как линза или приемный рупор.

Экспериментальное исследование частотных характеристик изготовленных СИНИС-структур является достаточно сложной задачей во многом из-за отсутствия коммерчески доступных широкополосных источников излучения субтерагерцевого диапазона. Спектральные характеристики СИНИС-детекторов в разных планарных антеннах были исследованы как с источником излучения (ЛОВ) снаружи криостата, так и с джозефсоновскими источниками излучения, находящимися на холодных ступенях криостата. Для логопериодической антенны получен достаточно равномерный широкополосный отклик в диапазоне от 100 до более чем 700 ГГц. Для двойной дипольной антенны измерен резонансный отклик для центральной частоты около 300 Гц. Измеренные характеристики соответствуют ожидаемым и коррелируют качественно с результатами численного моделирования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем благодарность С.А. Лемзякову за участие в экспериментах, проводимых в ИФП РАН. Изготовление и исследование образцов выполнены с использованием уникальной научной установки “Криоинтеграл” (УНУ № 352529) Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-79-10262, <https://rscf.ru/project/23-79-10262/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Federici J., Moeller L.J.* Appl. Phys. 2010. Т. 107. № 11. P. 111101. <https://doi.org/10.1063/1.3386413>
2. <https://www.eso.org/public/teles-instr/alma/receiver-bands>
3. *Likhachev S.F., Rudnitskiy A.G., Andrianov A.S. et al.* Cosmic Res. 2024. Т. 62. № 1. С. 117. <https://doi.org/10.1134/S0010952523700764>
4. *Тарасов М.А., Гунбина А.А., Чекушкин А.М. и др.* Астрофизический бюллетень. 2025. Т. 80. № 3.

- C. 523. [Tarasov M.A. et al. Astrophysical Bulletin. 2025. T. 80. № 3. C. 502.
<https://doi.org/10.1134/S1990341324600996>]
5. *Девятков И.А., Крутицкий П.А., Куприянов М.Ю.* Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 61. [Devyatov I.A., Krutitskii P.A., Kupriyanov M.Y. JETP Lett. 2006. V. 84. P. 57.
<https://doi.org/10.1134/S0021364006140037>].
6. *Гунбина А.А., Тарасов М.А., Чекушкин А.М., Юсупов Р.А.* Журнал радиоэлектроники. 2025. № 4. С. 10.
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.4.16>
7. *Tarasov M.A., Gunbina A.A., Mahashabde S. et al.* IEEE Trans. Appl. Supercond. 2019. V. 30. № 3. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/TASC.2019.2941857>
8. *Tarasov M., Sobolev A., Gunbina A. et al.* J. Appl. Phys. 2019. V. 125. № 17. P. 174501.
<https://doi.org/10.1063/1.5054160>
9. *Tarasov M.A., Chekushkin A.M., Yusupov R.A. et al.* J. Commun. Technol. Electron. 2020. V. 65. № 1. P. 60.
<https://doi.org/10.1134/S1064226920010064>
10. *Лемзяков С.А., Эдельман В.С.* ПТЭ. 2016. № 4. С. 146.
<https://doi.org/10.7868/S0032816216040248>
11. *Agulo I.J., Kuzmin L.* Supercond. Sci. Technol. 2007. V. 21. № 1. P. 015001.
<https://doi.org/10.1088/0953-2048/21/01/015001>
12. *Тарасов М., Кузьмин Л., Степанцов Е. и др.* Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. С. 356.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=17270892> [Tarasov M. et al. JETP Lett. 2004. V. 79. P. 298.
<https://doi.org/10.1134/1.1759413>].
13. *Revin L.S., Pimanov D.A., Pankratov A.L. et al.* Phys. Rev. Appl. 2024. V. 22. № 6. P. 064040.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.22.064040>
14. *Kinev N.V., Chekushkin A.M., Khanet F.V. et al.* Phys. Solid State. 2024. V. 66. № 7. P. 1000.
<https://journals.ioffe.ru/articles/58965>

ПРИБОРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621.3.082+537.523

СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕЖЭЛЕКТРОДНОГО ПРОМЕЖУТКА ПРИ ЭЛЕКТРОИСКРОВОЙ ОБРАБОТКЕ

© 2026 г. С. В. Ильин, Н. А. Панькин

Поступила в редакцию 01.11.2025

После доработки 25.11.2025

Принята к публикации 23.12.2025

DOI: 10.7868/S3034564226020211

Низковольтные электрические разряды нашли свое практическое применение при электроискровой обработке (ЭИО) металлических поверхностей, основанной на взаимном переносе вещества анода и катода (обрабатываемый объект). При этом может происходить нанесение покрытий, легирование поверхностного слоя обрабатываемого металла или его эрозия [1]. Указанные особенности ЭИО позволяют широко применять ее в различных областях промышленности [1] для восстановления и модификации свойств деталей механизмов.

Физико-химические свойства поверхности, формируемой при воздействии электрических разрядов, зависят от химического состава электродов, среды обработки, а также временных и энергетических параметров электрических импульсов [2]. Для регистрации последних собран измерительный стенд, включающий в себя установку электроискрового нанесения покрытий Alier-31 (можно использовать также и другие аналогичные приборы), электродные материалы, датчики тока и напряжения, фотодетектор, осциллограф и компьютер. В качестве катода взяты пластины стали 35ХГСЛ. Анодом служила проволока из оловянной бронзы ERcUSn-C (по стандарту AWS A5.7-84). Регистрация и синхронизации одиночных импульсов тока и напряжения, а также оптического сигнала из межэлектродного промежутка осуществлялись с помощью многоканального осциллографа Tektronix TPS2024.

Оптическое излучение из области искрового разряда регистрировалось с помощью разработанного в лаборатории фотодетектора. В качестве его светочувствительного элемента взят

кремневый PIN-фотодиод BPW34 со спектральным диапазоном от 400 до 1100 нм и временем переключения 20 нс. Для получения электрического сигнала от фотодиода изготовлен усилитель на основе микросхемы AD8656 (рис. 1а). Его электрическая схема состоит из транзисторного усилителя ($DA_{1,1}$, R_1 , C_1), фильтра низких частот (R_2 , C_2) и дополнительного каскада усиления ($DA_{1,2}$, R_3 , R_4). Время переключения фотодетектора составило 0.3 мкс с шириной полосы пропускания 1.9 МГц.

Электрический ток межэлектродного промежутка регистрировался с помощью собранного датчика тока (рис. 1б). Основным его элементом

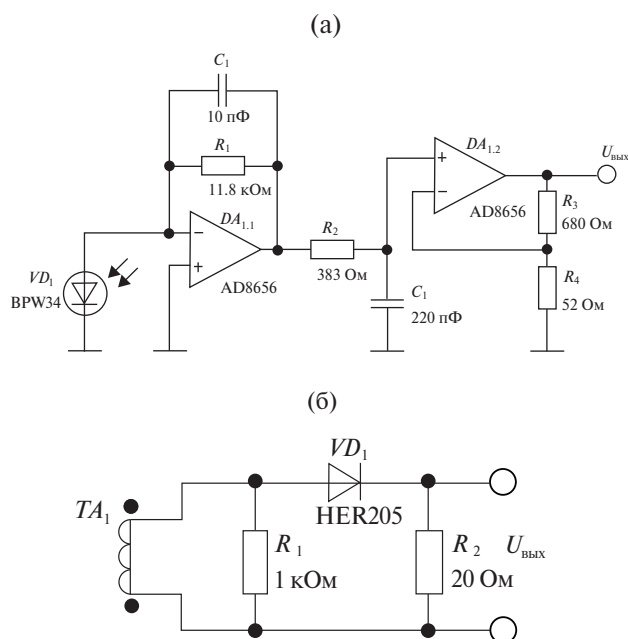


Рис. 1. Электрические схемы фотодетектора (а) и датчика тока (б)

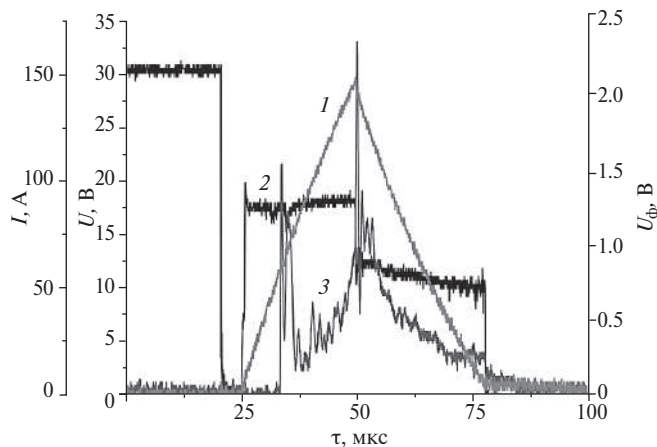


Рис. 2. Временные зависимости работы установки: 1 – ток, 2 – напряжение между электродами, 3 – сигнал с фотодетектора

является трансформатор тока (TA_1). Резистор R_2 определяет величину тока во вторичной обмотке при регистрации электрического импульса. Резистор R_1 предназначен для затухания колебаний во вторичной обмотке и размагничивания магнитопровода во время паузы между импульсами. Диод VD_1 задает направление тока. Разработанный датчик имеет следующие характеристики: максимальная измеряемая величина тока 800 А, рабочий частотный диапазон от 50 Гц до 0.9 МГц, коэффициент трансформации $k = 1000$. В качестве магнитопровода трансформатора выбран материал N87 (TDK Electronics).

Для примера на рис. 2 показаны временные зависимости силы тока, напряжения и электрического сигнала с фотодетектора при регистрации одиночного импульса электроискрового разряда с помощью собранного стенда. На нем можно выделить характерные временные участки. В частности, перед непосредственным разрядом напряжение между электродами составляло 31 В. В момент их касания разность

потенциалов равна нулю. Это позволяет получить сигнал на схеме управления для разрядной цепи установки Alier-31. Через 4 мкс коммутирующее устройство осуществляет подачу энергии с конденсаторов установки к разрядному промежутку. По истечении некоторого времени (в рассматриваемом случае равному 8 мкс) после начала подачи тока формируются условия для начала электрического разряда – регистрируется резкое возрастание интенсивности оптического сигнала. Он может возникать при непосредственном контакте электродов, когда площадь соприкосновения недостаточна для прохождения импульса тока. Это приводит к локальному разогреву контактирующих частей электродов, выбросу вещества и формированию разряда. Местом для возникновения искрового разряда могут быть также области с максимальным градиентом электрического поля – частицы, находящиеся в межэлектродном пространстве, а также вершины неоднородной поверхности анода и катода (возникновение последующих всплесков интенсивности оптического сигнала).

При достижении максимального значения тока (через 25 мкс после начала импульса) коммутирующее устройство прекращает подачу энергии к электродам. В этот момент происходит быстрое уменьшение значения напряжения, а также наблюдается максимум сигнала с фотодетектора. Отличие формы импульса тока от прямоугольной связано с индуктивностями в цепи разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barile C., Casavola C., Pappalettera G., Renna G. Coatings. 2022. V. 12. P. 1536. <https://doi.org/10.3390/coatings12101536>
2. Намитков К.К. Электроэрозионные явления. М.: Энергия, 1978.

Адрес для справок: Россия, 430005, Саранск, ул. Большевикская, 68а, Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Институт наукоемких технологий и новых материалов. E-mail: sergey.v.ilin@mail.ru

**ПРИБОРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ,
ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ**

УДК 535.243; 681.518.3

**АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС
НА БАЗЕ МОНОХРОМАТОРА МДР-4 ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКИХ
МАТЕРИАЛОВ**

© 2026 г. А. А. Хачатурова, А. А. Аракелян

Поступила в редакцию 30.10.2025

После доработки 25.11.2025

Принята к публикации 23.12.2025

Создан аппаратно-программный комплекс для научных исследований, а также разработки и апробации методики измерения фотоэлектрических свойств полупроводников и гетероструктур, в частности фотоэлектрических характеристик, ампер-ваттных характеристик гетероструктур и фотовольтаических характеристик солнечных элементов. Комплекс позволяет выводить результаты в удобной цифровой форме — в виде графиков или цифровых баз данных, что значительно облегчает анализ и интерпретацию данных.

DOI: 10.7868/S3034564226020229

Монохроматор МДР-4 (ЛОМО) используется при изучении оптических свойств материалов в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Кинематическая схема монохроматора обеспечивает поворот дифракционной решетки при развертке спектра и отсчет длины волны излучения, попадающего на выходную щель. Монохроматор оснащен шкалой, которая показывает текущую длину волны в нанометрах.

Сканирование спектра в рабочем диапазоне монохроматора осуществляется шаговым двигателем. Блок управления шаговым двигателем ШДР-711 обеспечивает работу в двух режимах: ручном и автоматическом. В автоматическом режиме управление шаговым двигателем осуществляется по командам, поступающим с внешнего персонального компьютера.

Монохроматор оснащен тремя сменными решетками (2400, 1200 и 600 штр/мм), перекрывающими диапазон от 200 до 2000 нм. Для срезаания высших порядков спектров и нежелательной засветки в монохроматоре применяются наборы светофильтров. В зависимости от поставленной задачи в качестве излучателя используются

широкополосные вольфрамовые лампы накаливания, лазерные диоды и твердотельные лазеры.

Спектры поглощения были измерены в диапазоне от 350 до 900 нм. Образцы устанавливались непосредственно за выходной щелью монохроматора. Для регистрации прошедшего света использовался широкоапертурный фотодиод FDBS22 фирмы Thorlabs Si Photodiodes с фоточувствительностью в спектральном диапазоне от 240 до 1170 нм. Оптическое излучение модулировалось с частотой 177 Гц. Сигнал с фотодиода поступал на синхронный усилитель. Выходной сигнал с синхронного усилителя поступал на модуль сбора данных (DAQ E Series фирмы National Instruments).

Для управления экспериментом и сбором данных было разработано программное обеспечение в среде LabView. С интерфейсной панели программы пользователь может установить необходимые входные параметры: начальное показание длины волны, шаг сканирования длины волны, количество отсчетов, тип дифракционной решетки и скорость регистрации сигнала.

Блок-схемы установки для разных методик и полученные спектры измерений представлены в приложении [1].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Представленные исследования проводились при финансовой поддержке Комитета по науке Республики Армении (РА) в рамках бюджетного финансирования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Особая благодарность за помощь и обсуждение работы заведующему лабораторией кристаллооптики ИФИ НАН РА Р.К. Овсепяну и ведущему научному сотруднику ИФИ НАН РА Н.Р. Агамян.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Приложение.
<https://www.iet.ras.ru>

Адрес для справок: Армения, 0204, Аштарак-2, Институт физических исследований национальной академии наук Армении. E-mail: annakhachatur70@gmail.com

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ,
НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.7868/S3034564226020237

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Алексеев В.И., Ахмад С.М., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Полянский В.В., Сидорин С.С. Четырехканальный амплитудно-координатный сцинтилляционный спектрометр. — 9 с., 5 рис.

Представлены результаты калибровки на пучке вторичных электронов ускорителя “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН четырехканального амплитудно-координатного сцинтилляционного спектрометра толщиной $0.36X_0$, включающего амплитудную и временную системы регистрации на основе фотоэлектронных умножителей ФЭУ-49 и ФЭУ-87 соответственно. Минимальное относительное энергетическое разрешение δ сцинтилляционного спектрометра составило $\sim 12\%$ при энергии электронов $E \sim 30$ МэВ. В диапазоне энергий электронов от 12 до 47 МэВ координатное разрешение в центре спектрометра составило $\sigma \sim 1.3$ см. Обнаружена сложная зависимость среднего канала временного спектра от энергии.

Бусыгина И.А., Григорьева И.Г., Кушин В.В., Кузнецов А.П., Салахутдинов Г.Х. Исследования характеристик термолюминесцентных детекторов для спектрометрии импульсного рентгеновского излучения. — 14 с., 3 рис.

Приводятся результаты исследования основных характеристик термолюминесцентных детекторов. Представлена конструкция спектрометра импульсного рентгеновского излучения, созданного на основе термолюминесцентных детекторов. Описаны основные эксперименты, где были использованы разработанные и созданные спектрометры.

Голубев М.А., Глушкова Т.И., Соловей В.А. Методы преобразования двухэкспоненциальных и трехэкспоненциальных импульсов в трапецидальные с помощью цифровой обработки сигналов. — 15 с., 12 рис.

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

Копылов А.В., Орехов И.В., Петухов В.В., Соломатин А.Е. Два режима работы газового пропорционального счетчика при регистрации одноэлектронных событий. — 7 с., 4 рис.

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

Юревич В.И., Лашманов Н.А., Рогов В.Ю., Седых С.А., Сергеев С.В., Капишин М.Н., Пиядин С.М., Базылев С.Н., Слепнев И.В., Тихомиров В.В., Шутов А.В., Щипунов А.В., Тимошенко А.А., Филиппов И.А., Величков В.К. Компактный времяпролетный спектрометр нейтронов в области энергий 1–200 МэВ. — 12 с., 11 рис.

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

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Припутнев П.В., Романченко И.В., Конев В.Ю., Собянин Р.К., Андреев Ю.А., Плиско В.В. Импульсно-периодический источник наносекундных микроволновых импульсов, основанный на гофрированной передающей линии с насыщенным ферритом. — 17 с., 19 рис.

Разработан и экспериментально протестирован источник наносекундных высокочастотных импульсов на основе нелинейной передающей линии с насыщенным ферритом (НПЛ), работающий в S-диапазоне частот. Его ключевой особенностью является отсутствие в конструкции электромагнитов, насыщающих ферритовое заполнение линии. Источник состоит из обостряющей НПЛ с ненасыщенным ферритом, гофрированной НПЛ, коаксиального фильтра высоких частот и комбинированной антенны. Обостряющая и гофрированная линии используют ферритовые NiZn-кольца. Для насыщения феррита в гофрированной линии используются постоянные NdFeB-магниты. Линия обеспечивает эффективную генерацию высокочастотных импульсов в диапазоне частот

2.7–3.6 ГГц. Диапазон рабочего напряжения источника 50–190 кВ. Коаксиальный фильтр высоких частот имеет полосу пропускания 1.2–4 ГГц, что позволяет эффективно излучать возбуждаемые в линии колебания, а также высокочастотную энергию, сосредоточенную на фронте импульса напряжения. Комбинированная антенна имеет рабочий диапазон 1–4 ГГц. В работе реализован импульсно-периодический режим работы источника с частотой следования импульсов 50 Гц до 2000 импульсов в последовательности. При рабочем напряжении 170 кВ центральная частота излученного импульса составляет 3.4 ГГц. Эффективный потенциал источника равен 65 кВ.

Шамро О.А., Бунин А.И., Нижегородцев В.И., Савченко К.В., Селемир В.Д., Фомичёв В.А., Чинин А.А. Модуль импульсного питания электромагнита бетатрона мобильного генератора гамма-излучения. — 10 с., 6 рис.

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

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Zhong-Hui Wang, Hong-Rui Cao, Shi-Xing Liu, Yan-Min Duan, Jin-Long Zhao.

Multi-channel integrated electronics design for bolometer diagnostic based on metal foil detector in TOKAMAK device. — 15 p., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In magnetic confinement nuclear fusion research, precise measurement of plasma radiative power is fundamental to understanding energy balance, physics of transportation, and ensuring safe device operation. This paper presents multi-channel integrated electronics, featuring an FPGA as the main controller and GbE communication, designed for metal foil detector with both positive and negative response channels for bolometer diagnostic. In this electronics design, compared to the single-channel electronics prototype developed recently, the phase shift circuit is optimized, DDS is adopted to generate carrier reference signal, and dynamic range compensation circuitry is incorporated. Within the constrained chassis, it integrates eight channels, significantly enhancing channel integration compared to the original BOLOMETER electronics on EAST. Performance testing in the electronics laboratory verified that all channels of this multi-channel integrated electronics exhibit consistent carrier excitation frequencies, with the maximum relative amplitude error of 0.48 %. The linear correlation coefficient R-Square between the electronics output and the detector output is 0.99997. At channel gain of 1000, the single-channel electronics noise is ± 1.25 mV. Radiation response experiments on EAST demonstrate that the output signal trend of this electronics matched the time-varying trend of the plasma current and is similar to the output signal trend of the original BOLOMETER electronics, confirming the correctness of this electronics.

Андреев В.В., Артемьев А.В., Барыков И.А., Грудиев Е.И., Двинин С.А., Калашников А.В., Коновальцева Л.В., Критченков А.С., Чупров Д.В. Экспериментальный стенд плазма-стимулированной модификации биополимерных материалов. — 22 с., 13 рис.

Представлено описание экспериментальной установки, позволяющей генерировать высокочастотный и сверхвысокочастотный разряды для создания плазменных потоков в широком диапазоне рабочих параметров. Описаны эксперименты по генерации ВЧ- и СВЧ-разрядов. Проведено численное моделирование пространственного распределения электромагнитных полей, обеспечивающих поддержание разряда для условий, соответствующих реальным пара-

метрам существующей конструкции и схемы установки. Расчеты коэффициентов поглощения волн рабочих частот позволили определить области локализации зон поглощения разрядов и оценить эффективность вводимой в разряд мощности при заданных способах возбуждения разрядов. Экспериментально получены параметры плазмы (электронные температура и концентрация), приводятся их зависимости от начальных значений давления и мощности вводимого в разряд излучения. В области размещения биополимерных образцов определены параметры ионной компоненты плазменного потока. Приводятся результаты пилотных исследований влияния плазмы на физико-химические свойства биополимерных образцов.

Виницкий Е.А., Дрозд А.С., Пашков И.И., Басак А., Сапронов С.А., Крат С.А. СВЧ-интерферометр токамака МИФИСТ-0 с перестройкой частоты. — 11 с., 10 рис.

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

Калаев М.П., Телегин А.М. Применение SDR-приемников для регистрации сигналов оптоволоконных интерферометрических датчиков с ВЧ-модуляцией лазерного диода. — 11 с., 9 рис.

Экспериментально продемонстрирована новая методика построения измерительной системы для опроса оптоволоконных интерферометрических датчиков, основанная на применении программно-определяемого радиоприемника (SDR, аналог PlutoSDR). В качестве исследуемого объекта выступает интерферометр Маха—Цендера, подверженный акустическому воздействию от маломощной динамической

головки и шагового двигателя. Ключевая особенность предложенного подхода заключается в использовании одного SDR-устройства в двух функциях: в качестве генератора высокочастотного (ВЧ) модулирующего сигнала для лазерного источника и в качестве приемника-демодулятора сигнала с фотодетектора интерферометра. Экспериментально показана принципиальная работоспособность метода регистрации акустических колебаний путем приема и обработки ВЧ-сигнала.

Камбур Д.А., Константинов Ю.А., Клод Д., Белокрылов М.Е., Тотмина Е.Е., Барков Ф.Л. Исследование возможности детектирования физических воздействий на волоконный сенсор при помощи оптического рефлектометра частотной области с мультиплексированием референсных каналов. — 12 с., 11 рис.

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

Ростами Х.Р., Никитин И.П. Методы повышения пространственного разрешения и чувствительности классических холловских магнитометров. — 14 с., 7 рис.

Для исследования степени влияния собственного поля H_H тока смещения I_H преобразователя Холла (ПХ) на исследуемые объекты и точности измерения холловского магнитометра изучено пространственное распределение поля H_H на поверхности и вокруг гетероэпитаксиального ПХ со структурой $n\text{-InSb-}i\text{-GaAs}$. Разработана установка, позволяющая перемещать исследуемый ПХ2 по оси z на расстояние до 25 мм с точностью примерно 1 мкм, вращать его вокруг своей оси на $\varphi = 360^\circ$ с точностью 2° , а также перемещать вдоль оси x на расстояние до 5 мм по отношению к измерительному ПХ1 с точностью

примерно 1 мкм. Обнаружено, что на краях тонкой эпитаксиальной пленки $n\text{-InSb}$ происходит резкое изменение направления силовых линий индукции поля H_H , которое приводит к появлению сигнала разбаланса вблизи холловских контактов ПХ. Показано, что точная компенсация H_H полем тока, противофазного I_H , не только позволяет исключить влияние H_H на исследуемые объекты, но и приводит к существенному повышению пространственного разрешения и чувствительности магнитометра.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Зотов М.Б., Векшин Ю.В., Лавров А.С., Маслов М.А., Поздняков И.А., Хвостов Е.Ю. Приемная система передвижной РСДБ-станции. — 13 с., 8 рис.

Представлена двухдиапазонная (S+X) приемная система для передвижной РСДБ-станции. Входной диапазон частот в S-диапазоне составляет 2.2–2.6 ГГц, в X-диапазоне равен 8.2–9.1 ГГц. Диапазон частот на выходе приемной системы составляет 0.1–1 ГГц. В работе представлены функциональная схема приемной системы и компоновка криогенного приемного фокального блока (КПФБ). Рассмотрены структура и принцип работы КПФБ. Приведены расчетные и измеренные характеристики приемной системы и КПФБ. Рассмотрены структура, состав и принцип работы системы электропитания, управления и телеметрии приемной системы.

Зотов М.Б., Иванов Д.В., Хвостов Е.Ю. Новый радиотелескоп передвижной РСДБ-станции комплекса “Квазар-КВО”. — 12 с., 3 рис.

Сформулированы основные требования к новому радиотелескопу передвижной станции для радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). Представлено несколько вариантов реализации антенной системы радиотелескопа. Рассмотрены основные принципы работы и особенности конструкций двухдиапазонной и широкополосной приемных систем для передвижной РСДБ-станции. Приведены расчетные характеристики приемной системы и нового радиотелескопа передвижной РСДБ-станции.

Калаев М.П., Телегин А.М. Использование программно-определяемой радиосистемы для

обработки сигнала с многоканального сеточного детектора. — 10 с., 7 рис.

Представлена методика регистрации и анализа параметров заряженных микрочастиц (микрометеоритов) в диапазоне скоростей 0.5–10 км/с и электрических зарядов 1 фКл – 1 пКл. Метод основан на использовании пятиэлектродного сеточного времяпролетного детектора с шагом 10 мм и ячейкой 1 мм. Для оцифровки сигнала применен нестандартный подход с использованием программно-определяемого радиоприемника SDRplay RSP1, функционирующего в режиме прямого преобразования на минимальной частоте с полосой захвата 8 МГц, что позволяет использовать его в качестве широкополосного АЦП. Обработка оцифрованных данных, включая полосовую фильтрацию, детектирование огибающей, пороговое выделение событий и анализ параметров импульсов, реализована в среде GNU Radio. По временному интервалу между импульсами определяется скорость частицы, а по их амплитуде — ее электрический заряд. Экспериментально подтверждено, что предлагаемое аппаратно-программное решение на базе SDR обеспечивает гибкость и снижение стоимости измерительного тракта при сохранении метрологических характеристик, достаточных для заявленных диапазонов измерений.

Тягунов Д.С., Шестаков А.Ф. Аппаратурно-методические особенности регистрации ультранизкочастотных сигналов электромагнитного излучения, генерируемых образцами горных пород в процессе их разрушения. — 10 с., 3 рис.

Представлены результаты аппаратурно-методического сопровождения эксперимента, позволившего осуществлять регистрацию сигналов электромагнитного излучения в диапазоне частот 0.01–200 Гц, наблюдаемых при разрушении образцов горных пород в процессе их одноосного нагружения на фоне магнитного шума техногенного происхождения в лабораторных условиях. Приведено описание аппаратуры, использующей магнитомодуляционные преобразователи магнитной индукции, а также сопутствующего оборудования и методики измерений. Рассмотрены примеры одноосного нагружения двух различных образцов горной породы. При близких режимах нагрузки испытуемых образцов амплитуда записи магнитограмм первого образца сопоставима с фоновыми зна-

чениями техногенного магнитного шума, а второго — в несколько раз их превышающих. Сделан вывод о том, что чувствительность магнитомодуляционного преобразователя с автопараметрическим усилением сигнала позволяет применять его для регистрации ультранизкочастотных сигналов электромагнитного излучения в процессе разрушения образцов горных пород в условиях помех техногенного магнитного шума.

Филиппов М.В., Махмутов В.С., Кропотов Г.И., Шахмин А.А., Ильясов В.К., Разумейко М.В., Тульников Е.Д., Соков С.В. Регистрация солнечного излучения в атмосферном окне прозрачности 8–14 мкм при использовании технического задела по научной аппаратуре “Солнце-Терагерц”. — 12 с., 7 рис.

На борту российского сегмента Международной космической станции с 2026 г. готовится к проведению космический эксперимент “Солнце-Терагерц”. Цели эксперимента — получение данных о терагерцевом излучении Солнца, а также изучение солнечных активных областей и солнечных вспышек в диапазоне 0.4–12.0 ТГц. В данной работе приведены предварительные экспериментальные результаты по измерению солнечного излучения в атмосферном окне прозрачности 8–14 мкм (примерно 20–40 ТГц) с помощью наземной установки на базе детектора, аналогичного применяемому в научной аппаратуре “Солнце-Терагерц”.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Адамьян Ю.Э., Губкин Г.Е., Кузнецов И.Б., Кривошеев С.И., Магазинов С.Г. Установка для исследования комбинированных электрических и механических воздействий на диэлектрики. — 11 с., 5 рис.

Представлено описание экспериментальной установки для исследования влияния механического нагружения пленочных диэлектриков на их импульсную электрическую прочность. Новизна работы состоит в использовании для механического нагружения магнитно-импульсного метода, позволяющего расширить диапазоны механических напряжений в образцах в область пластического течения. Система создания механической нагрузки обеспечивает уровень точности воспроизведения деформации $\pm 5\%$. Точность определения средней величины пробивного напряжения определяется стати-

стическим разбросом свойств диэлектрика. Для создания механической нагрузки образцов используется генератор импульсных токов, питающий два многовитковых спиральных индуктора. Импульсы электрического воздействия имеют форму фронта, близкую к линейно нарастающей. Проведенная серия измерений на образцах из полиэтилентерефталатной пленки толщиной 90 мкм показала, что максимум электрической прочности примененных образцов наблюдается при уровне относительной деформации порядка 1.0–1.1 %, при котором пластичность материала еще заметно не проявляется.

Купцов А.Д., Сидорова С.В., Руденко А.М., Дьячков Г.А. Разработка системы позиционирования и ионной обработки подложки в вакууме. — 7 с., 5 рис.

Предложена система для повышения равномерности ионной обработки поверхности подложек и минимизации неоднородности толщины покрытий при магнетронном распылении. Апробирована система изменения угла падения ионов и позиционирования подложки, показывающая увеличение размеров зоны ионной обработки в 9 раз и повышение равномерности толщины при магнетронном распылении на 90 %.

Морозов О.Н., Любути И.С., Дышиц Ю.М. Миниатюрный проточный гелиевый криостат для гамма-резонансных, рентгенографических и оптических исследований образцов в вакууме. — 10 с., 4 рис.

Описана конструкция миниатюрного гелиевого криостата проточного типа, предназначенного для мессбауэровских, рентгеноструктурных и оптических исследований образцов в диапазоне температур 4.2–300 К. Миниатюрные размеры криостата позволяют сделать его максимально совместимым с другими устройствами, например с мессбауэровскими спектрометрами, магнитами, оптическими системами и т. п. С другой стороны, малая масса “холодного пальца”, на котором располагается образец, уменьшает расход гелия, необходимого для поддержания в криостате рабочей температуры. Это также делает его менее инерционным, т.е. ускоряет переход от одной температуры к другой.

Рахманов В.В., Двойнишников С.В., Меледин В.Г., Бакакин Г.В., Зубанов К.С. Микропроцессорный термокомпенсированный источник напряжения смещения кремниевого фотоумножителя. — 11 с., 8 рис.

Представлен микропроцессорный термокомпенсированный источник напряжения смещения, обеспечивающий стабилизацию коэффициента усиления кремниевого фотоумножителя (Si-ФЭУ) в диапазоне температур 10–60 °С. Компенсация температурной зависимости осуществляется путем динамической коррекции напряжения смещения в соответствии с измеренной температурой и индивидуальными параметрами конкретного фотоумножителя. Экспериментальные исследования, проведенные на двух образцах Si-ФЭУ PM3325-WB-D0, подтвердили эффективность предложенного подхода: разброс коэффициента усиления не превышает $\pm 1.5\%$ для избыточного напряжения, большего или равного 1 В, и $\pm 2.5\%$ для более низких значений избыточного напряжения. Представленный микропроцессорный термокомпенсированный источник напряжения смещения может быть масштабирован для многоканальных систем и адаптирован под различные типы микропиксельных кремниевых фотоумножителей.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Апушкинский Е.Г., Гольдберг Е.В., Савельев В.П., Скларова А.С. Лабораторная установка для исследования взаимодействия двух проводящих сфер. — 7 с., 7 рис.

Представлена конструкция установки, позволяющая провести эксперименты по проверке теории взаимодействия двух заряженных тел. Приведены описание отдельных элементов конструкции и их основные технические характеристики. Даются результаты испытания данной установки и сравнение их с расчетами. Данная конструкция применяется в качестве учебной лабораторной установки, а также может быть использована как прототип для электросепарации твердых смесей или электроочистки газов. Выполнение данной лабораторной работы возможно дистанционно.