СОДЕРЖАНИЕ

Номер 2, 2021

Гетероэпитаксиальный рост алмаза из газовой фазы:
проблемы и перспективы (*обзор*)

С. А. Линник, С. П. Зенкин, А. В. Гайдайчук 5

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Кремниевый 4π-спектрометр электронов β-распада с энергией до 3 МэВ

*И. Е. Алексеев, С. В. Бахланов, А. В. Дербин, И. С. Драчнев,
И. М. Котина, В. Н. Муратова, Н. В. Ниязова, Д. А. Семенов,
М. В. Трушин, Е. В. Унжаков, Е. А. Чмель* 19

Монте-Карло-модель сцинтилляционного детектора нейтронов
на основе литиевого стекла

*Е. С. Кузьмин, Г. Д. Бокучава, И. Ю. Зимин, А. А. Круглов,
Н. А. Кучинский, В. Л. Малышев* 25

Пассивная защита нейтринного детектора РЭД-100

*Д. Ю. Акимов, И. С. Александров, В. А. Белов, А. И. Болоздыня,
Ю. В. Ефременко, А. В. Этенко, А. В. Галаванов, Д. В. Гусс,
Ю. В. Гусаков, Dj. E. Kdib, А. В. Хромов, А. М. Коновалов,
В. Н. Корноухов, А. Г. Коваленко, А. А. Козлов, Е. С. Козлова,
А. В. Кумпан, А. В. Лукьяшин, А. В. Пинчук, О. Е. Разуваева,
Д. Г. Рудик, А. В. Шакиров, Г. Е. Симаков,
В. В. Сосновцев, А. А. Васин* 32

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Формирователь импульсов управления электрооптическими модуляторами

А. Ю. Клоков, А. И. Шарков 40

Импульсный источник питания для ускорителей серии
ИЛУ на основе емкостных накопителей

*В. В. Безуглов, А. А. Брязгин, А. Ю. Власов, Л. А. Воронин,
М. В. Коробейников, С. А. Максимов, А. В. Пак, В. М. Радченко,
А. В. Сидоров, В. О. Ткаченко, Е. А. Штарклев* 44

Комплекс цифровой осциллографии ускорителя ЛИУ-20

П. А. Бак, А. М. Батраков, Е. А. Бехтенёв, М. Ю. Васильев, К. И. Живанков, Е. С. Котов, Я. М. Мачерет, А. В. Павленко, О. А. Павлов, А. И. Сенченко, С. С. Середняков, Г. А. Фатькин, К. С. Штро 49

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Методика регистрации абсолютных потоков рентгеновского излучения лазерной плазмы в спектральном диапазоне 0.15–1.0 кэВ со спектральным $\lambda/\Delta\lambda \approx 20$ и временным 30 пс разрешениями

А. Н. Мунтян, С. И. Петров, Н. М. Романова, Е. В. Санкин 65

Повышение электрической прочности ускоряющего зазора в источнике электронов с плазменным катодом

В. И. Шин, П. В. Москвин, М. С. Воробьев, В. Н. Девятков, С. Ю. Дорошкевич, Н. Н. Коваль 69

Модуль обработки оптических сигналов с устройств на основе волоконного лазера с самосканированием частоты

Н. Н. Смолянинов, А. Ю. Ткаченко, И. А. Лобач, С. И. Каблуков 76

Параметрический генератор света в среднем инфракрасном диапазоне на основе веерной периодически-поляризованной структуры ниобата лития с задающим узкополосным лазером

А. А. Бойко, Е. Ю. Ерушин, Н. Ю. Костюкова, И. Б. Мирошниченко, Д. Б. Колкер 83

Измерение профиля распределения граничных частот электролюминесценции по площади светоизлучающей гетероструктуры

И. В. Фролов, В. А. Сергеев, О. А. Радаев 88

Источник рентгеновского излучения среднего диапазона энергий на основе электронно-оптического преобразователя

С. В. Андреев, Н. С. Воробьев, Ю. М. Михальков, А. В. Смирнов, Е. В. Шашков, А. Г. Турьянский, В. М. Сенков, И. В. Пиршин, Р. И. Фишман, С. С. Гижа 93

Методики измерения параметров распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях и определения времени теплового пробоя фольг

А. Н. Мунтян, С. И. Петров, Н. М. Романова, С. С. Таран 100

Измерительные головки сканирующего спектрометра
ферромагнитного резонанса

Б. А. Беляев, Н. М. Боев,
А. А. Горчаковский, Р. Г. Галеев 107

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Гамма-сканер с антиколлиматором для визуализации
источников γ-излучения

О. П. Иванов, С. М. Игнатов, В. Н. Потапов,
М. А. Самойлова, И. А. Семин 115

Детектор излучения атмосферы АУРА на основе кремниевых
фотоумножителей для малых космических аппаратов типа кубсат

Е. В. Глинкин, П. А. Климов,
А. С. Мурашов, Д. В. Чернов 121

Установка для лазерных волоконных перфораций биоматериалов

Н. В. Минаев, В. И. Юсупов 128

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Спектрометр для исследований кристаллов методом дифракции
синхротронного излучения на углы, близкие к обратным

П. В. Гурьева, Н. В. Марченков, А. Н. Артемьев, Н. А. Артемьев,
А. Д. Беляев, А. А. Демкив, В. А. Шишков 132

Способ передачи сигнала в условиях высокого уровня помех
со стороны мощной плазменной установки

Е. В. Смолина 139

Низкотемпературные приемники излучения
на основе рутений-оксидных резисторов

С. А. Лемзяков, В. С. Эдельман 143

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Система для моделирования процессов генерации брызг
при ветроволновом взаимодействии в лабораторных условиях

А. А. Кандауров, Д. А. Сергеев, Ю. И. Троицкая 148

Аппаратурный комплекс для многочастотного акустического
зондирования морской среды

И. В. Корсков 151

Устройство ввода ответов для психофизических экспериментов

В. О. Молодцов, В. Ю. Смирнов,
С. Д. Солнушкин, В. Н. Чихман 153

Пикосекундные лазерные диодные излучатели

Е. С. Воропай, Ф. А. Ермалицкий,
А. Е. Радько, М. П. Самцов 155

USB-анализатор для спектрометрии ядерных излучений

А. Ф. Небесный, И. В. Нам,
С. А. Раджапов, Ю. С. Пиндюрин 157

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 160

Правила публикации в ПТЭ 165

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 5–18

УДК 544:538.9

ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫЙ РОСТ АЛМАЗА ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ: ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ
(*обзор*)

© 2021 г. С. А. Линник[a,*], С. П. Зенкин[a], А. В. Гайдайчук[a]

[a] *Национальный исследовательский Томский политехнический университет*
Россия, 634000, Томск, просп. Ленина, 30
**e-mail: stepan_lin@mail.ru*

Поступила в редакцию 16.07.2020 г.
После доработки 19.08.2020 г.
Принята к публикации 21.08.2020 г.

Рассматриваются современное состояние исследований и новые подходы к решению проблемы гетероэпитаксии пленок алмаза из газовой фазы. Описаны особенности роста алмаза из газовой фазы, процессы нуклеации, текстурирования и основные фундаментальные проблемы и барьеры гетероэпитаксии монокристаллического алмаза. Рассмотрены последние достижения и потенциально перспективные подходы в данной области.

DOI: 10.31857/S0032816221010328

1. ВВЕДЕНИЕ

Алмаз тысячелетиями считался ценнейшим из минералов. Причиной тому, за исключением его редкости, безусловно, являются его уникальные свойства (см. табл. 1), недостижимые для любого другого известного материала. Прежде всего, это экстремально высокая твердость (до 100 ГПа), высочайшая теплопроводность (свыше 2000 Вт/м · К) и практически полная химическая инертность. Помимо этого, алмаз обладает очень высокой радиационной стойкостью [1, 2], низким коэффициентом трения (<0.1) и прозрачностью в очень широком диапазоне длин волн (от дальнего ультрафиолета до дальней инфракрасной области [3, 4], а также для рентгеновского излучения [5]). Несмотря на его высокое удельное сопротивление (10^{12}–10^{16} Ом · см) и высокую ширину запрещенной зоны (5.45 эВ) данный материал может с успехом применяться в качестве полупроводника в электронике [6] путем создания *n*- и *p*-проводимости посредством его легирования атомами бора [7–9], фосфора [10, 11], азота [12, 13], серы [14] и др.

2. СИНТЕЗ АЛМАЗА

Попытки искусственного синтеза алмаза долгое время оставались безуспешными, пока в 1939 г. О.И. Лейпунский теоретически не рассчитал термодинамические условия кристаллизации алмаза и впервые определил общий вид диаграммы состояния углерода [21]. Практическая реализация данных условий позволила шведам Э. Лундблату и Х.Р. Лиандеру в 1953 г. провести первый в мире

Таблица 1. Некоторые свойства монокристаллического и CVD-алмаза [15–20]

Параметр	Монокристаллический алмаз	CVD-алмаз
Плотность, г/см^3	3.515	2.8–3.51
Теплоемкость (27°С), Дж/моль · К	6.195	6.12
Теплопроводность (25°С), Вт/м · К	2200	2100
Удельное электрическое сопротивление, Ом · см	10^{16}	10^{12}–10^{16}
Модуль Юнга, ГПа	820–900	910–1250
Коэффициент трения на воздухе	0.05–0.15	0.035–0.3
Твердость по Виккерсу, ГПа	50–100	57–104
Ширина запрещенной зоны, эВ	5.45	5.45

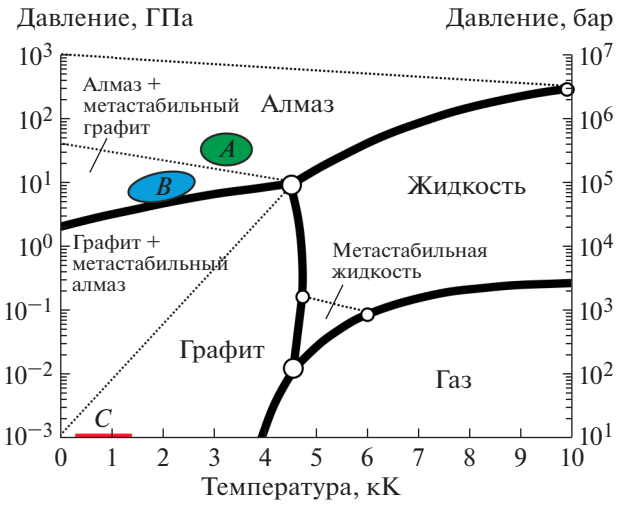

Рис. 1. Классическая фазовая диаграмма состояния углерода (согласно [28, 29]). Области: *A* отражает диапазон высокотемпературного синтеза алмаза под высоким давлением, *B* – диапазон каталитического высокотемпературного синтеза под высоким давлением и *C* – диапазон метастабильного синтеза из газовой фазы.

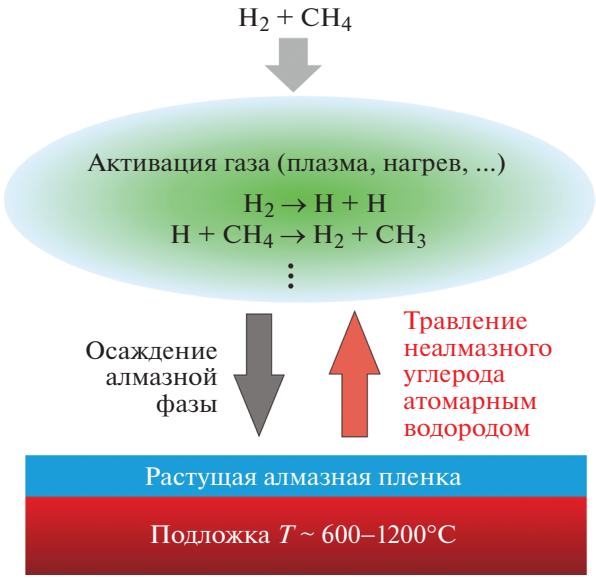

Рис. 2. Упрощенная схема конденсации углерода в форме алмаза из газовой фазы.

успешный эксперимент по высокотемпературной (2500°C) кристаллизации алмаза под высоким давлением (80000 атм) [22], положивший начало методу HPHT (high pressure high temperature). Данный метод позволяет проводить синтез алмаза в условиях его термодинамической стабильности и на данный момент позволяет синтезировать монокристаллы массой до 60 карат [23, 24].

Несмотря на высокую производительность и сравнительно низкие энергозатраты, для данного метода характерно одно существенное ограничение – эффективный диаметр сечения даже самого крупного монокристалла не превышает 10–15 мм (и это при том, что стоимость даже такого небольшого монокристалла огромна), что серьезно ограничивает его применение в случаях, когда требуется монокристаллическая поверхность большой площади (десятки квадратных сантиметров) либо, наоборот, очень малой (<1 мкм). К таким областям можно прежде всего отнести микро- и наноэлектронику [25, 26], а также детекторную технику [27].

На рис. 1 представлен общий вид фазовой диаграммы углерода, из которой следует, что алмаз является стабильной аллотропной формой углерода только при существенно высоких температурах и давлениях. При низких давлениях и температурах (в том числе и при нормальных условиях) стабильной формой углерода является графит. Из диаграммы также следует, что синтез алмаза возможен исключительно при давлениях в десятки гигапаскаль (см. области *A* и *B*).

Тем не менее, уже более полувека назад была установлена возможность гомоэпитаксиального роста алмаза из углеводородов при субатмосферных давлениях [30–32], на основе которой впоследствии была разработана полноценная технология газофазного синтеза CVD-алмаза (CVD – chemical vapour deposition) в виде моно- и поликристаллических пленок на гомо- и гетерогенных подложках [16, 17, 33]. Диапазон давлений и температур, характерных для CVD-синтеза, представлен в виде области *C* на рис. 1. В основе данной технологии лежит конденсация атомарного углерода на поверхности разогретого (преимущественно в диапазоне от 600 до 1100°C) твердого тела, а также различие в скоростях травления алмазной и неалмазных углеродных фаз (в частности, графита [34]). Нарабатываемый в результате различного рода активации (термическая [35, 36], плазменная [37–39], лазерная [40] и др.) газовой смеси водорода и углеводорода (чаще всего метана) атомарный водород стравливает конденсирующийся на поверхности разогретой подложки неалмазный углерод, создавая условия для преимущественной конденсации алмазной фазы (см. рис. 2).

Все способы активации газа для CVD-синтеза алмаза характеризуются существенной вводимой энергией, которая в зависимости от давления варьируется от 50 до 800 Вт/см^3. Преимущественно синтез проводится в диапазоне 10–760 Торр (в зависимости от типа активатора и вводимой мощности), так как, с одной стороны, при таких давлениях достигается достаточная для ощутимого роста алмаза концентрация углеродных атомов над подложкой, а с другой, еще генерируется не-

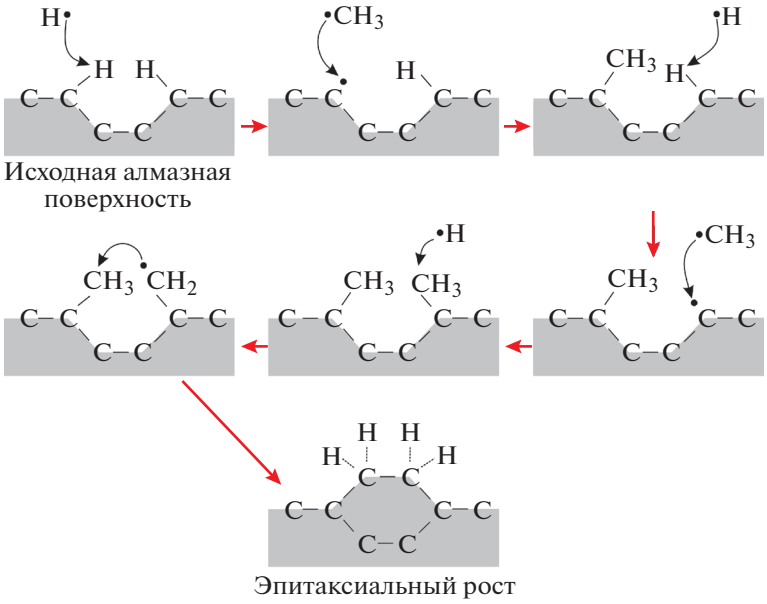

Рис. 3. Упрощенная схема стандартной модели роста алмаза из газовой фазы на примере метильных радикалов (согласно [45]).

обходимая концентрация атомарного водорода. Температура газа в активируемой области варьируется от 1700 до 5000°C, что является необходимым условием для обеспечения химических реакций.

Химия образования алмаза в газообразной углеводородной среде очень сложна и разнообразна. Можно условно разделить весь процесс на реакции, протекающие в газовой фазе, и реакции у поверхности подложки. В настоящее время общепризнано, что атомы водорода играют ключевую роль в инициации большинства необходимых реакций в газовой фазе [41, 42]. В результате активации газовой смеси водорода и углеводорода создается атмосфера, обогащенная атомарным водородом и разнообразными радикалами (CH_3, CH_2, CH, C, C_2 и др.).

Кроме того, в результате реакции с атомарным водородом могут формироваться более сложные (по сравнению с исходным) углеводороды. На рис. 3 приведена простейшая схема присоединения углеродных атомов в процессе газофазного роста кристалла алмаза, сформированная на основе наиболее распространенной “стандартной” модели, согласно которой ключевую роль при росте алмаза играют метильные радикалы и атомарный водород [43–45]. Водород играет роль посредника, временно связывающего оборванные углеродные связи, уступая впоследствии свое место в решетке новому углеродному атому. Существуют и более сложные модели роста, лучше учитывающие особенности и специфику различных типов CVD-реакторов и более сложные прекурсорные смеси [46–48].

Приведенная выше модель роста хорошо описывает гомоэпитаксиальный рост уже существующей алмазной поверхности аналогично росту кристалла соли в растворе. Понимание же процесса гетероэпитаксии алмаза невозможно без детального рассмотрения процесса его нуклеации на неалмазной поверхности. Существуют две основных теории нуклеации алмазных кристаллитов: гомогенная нуклеация из газовой фазы и наиболее общепринятая теория нуклеации на поверхности.

Теоретическое обоснование возможности гомогенной нуклеации алмазных кристаллитов дано еще в работах [49, 50] на основе классической теории нуклеации. Возможность существования такого вида нуклеации алмаза была подтверждена в ряде работ [51–53], но также был сделан вывод, что подобный механизм в чистом виде физически не способен обеспечить плотность нуклеации, сопоставимую с наблюдаемой на практике.

Для описания нуклеации алмаза на поверхности на данный момент рассматриваются три основных механизма: механизм послойного роста Франка–Ван дер Мерве [54], описывающий строго двумерный рост пленки, механизм трехмерного островкового роста Вольмера–Вебера [55] и смешанный механизм послойного-плюс-островкового роста Странского–Крастанова [56]. Тем не менее, из-за относительно высокого значения поверхностной энергии (около 6 Дж/м^2 [57]) алмаз на большинстве подложек имеет тенденцию

роста по трехмерному островковому механизму (Вольмера–Вебера).

В общем виде процесс возникновения и роста CVD-алмаза проходит через следующие явно различимые стадии: 1) инкубационный период, 2) образование центров зародышеобразования, 3) превращение зародышей в кристаллиты, 4) сращивание индивидуальных кристаллитов и формирование сплошной пленки, 5) дальнейший рост сплошной пленки. Для гетерогенных подложек инкубационная стадия сводится преимущественно к образованию промежуточного слоя алмазоподобного углерода [58, 59] или графита [60, 61], либо, в случае металлов, карбидного слоя [62, 63].

В общем случае, в этот период происходит насыщение поверхности подложки углеродом и образование буферного слоя, препятствующего оттоку углерода внутрь. Далее происходит нуклеация центров роста на различного рода дефектах (микроострияx, царапинах и т.д.). В случае предварительного искусственного внесения центров зародышеобразования, как, например, методом механической обработки подложки алмазными частицами [64], ультразвукового засеивания поверхности частицами наноалмаза [65] или более сложной техники нуклеации ростовых центров посредством ионной бомбардировки в процессе роста [66, 67] (так называемая BEN-нуклеация (bias enhanced nucleation), инициированная электрическим смещением), инкубационный период минимален, и практически сразу начинается стадия превращения зародышей в кристаллиты.

3. ОБРАЗОВАНИЕ И РОСТ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЛМАЗНЫХ ПЛЕНОК

Из-за высокой поверхностной энергии алмаза его двумерный (монокристаллический) рост на неалмазных подложках крайне сложно реализовать. Кроме того, энергия связи атомов углерода в алмазе столь высока, что вероятность сращивания отдельных кристаллитов в монокристалл очень низка, и для этого требуется практически идеально правильная их взаимная ориентация.

Из всех известных материалов наиболее близким к алмазу по своим свойствам и кристаллическому строению является кубический нитрид бора (c-BN), представляющий собой двухэлементный аналог алмаза, который в кубической аллотропной модификации обладает сопоставимой плотностью (3.51 г/см^3) и очень близким параметром решетки (3.616 Å против 3.567 Å у алмаза, т.е. несоответствие параметров не превышает 1.3%). Первые сообщения об успешной гетероэпитаксии алмаза на кристаллах c-BN относятся еще к началу 90-х годов XX века [68–70].

Так, на гранях (100) и (111) c-BN, без какой бы то ни было специальной подготовки, были синтезированы гетероэпитаксиальные монокристаллические алмазные слои высокого качества (без двойников, поликристаллизации и т.п.), причем ростовые условия ничем не отличались от условий роста поликристаллических пленок. Из описания работ следует, что рост алмаза на гранях (111) более восприимчив к изменениям ростового процента метана, температуры подложки и ростового давления, чем на гранях (100). Причиной, очевидно, является различие в энергиях связей C–C и C–N, B–C, B–H [71], ведущее к возникновению дефектов на границе слоев c-BN–алмаз.

Несмотря на то, что монокристалл c-BN на данный момент является наиболее подходящей гетерогенной подложкой для гетероэпитаксии алмаза, его применение бесперспективно по причине сложности его синтеза и обработки, а также потому, что максимально достижимый размер монокристалла c-BN не превышает такового для алмаза.

Поскольку гетероэпитаксия монокристаллического алмаза по современным данным возможна лишь на кубическом нитриде бора, рассмотрим подробно процесс формирования поликристаллической пленки (так как только она формируется на всех прочих подложках), ее текстурирования и перехода от поли- к монокристаллической структуре. Рост поликристаллического алмаза из газовой фазы обобщенно состоит из двух обязательных фаз: фазы нуклеации и фазы роста.

Рост сплошной пленки начинается с момента сращивания большинства отдельных алмазных кристаллитов (каждый из которых представляет собой отдельный монокристалл) друг с другом, т.е. с момента, когда свободный рост кристаллита во всех (кроме направления, перпендикулярного поверхности подложки) направлениях начинает ограничиваться соседними. С этого момента начинается соревновательный рост в направлении, перпендикулярном подложке, в результате чего растущая пленка имеет столбчатую (или колонную) микроструктуру, в которой толщина пленки фактически равна высоте отдельного алмазного кристаллита (см. рис. 4). У каждого растущего кристаллита с активированным газом контактирует только верхняя часть (рис. 4г), т.е. возможен рост только тех алмазных граней, которые контактируют напрямую с атомарным водородом и углеводородными радикалами.

Поскольку известно, что различные грани алмазного кристалла растут с различной скоростью в зависимости от условий синтеза [72, 73], то вполне очевидно, что через определенное время одни грани заблокируют рост других и произойдет текстурирование поверхности. Согласно подавляющему количеству работ [72–76] динамика роста алмазного кристаллита (т.е. системы гра-

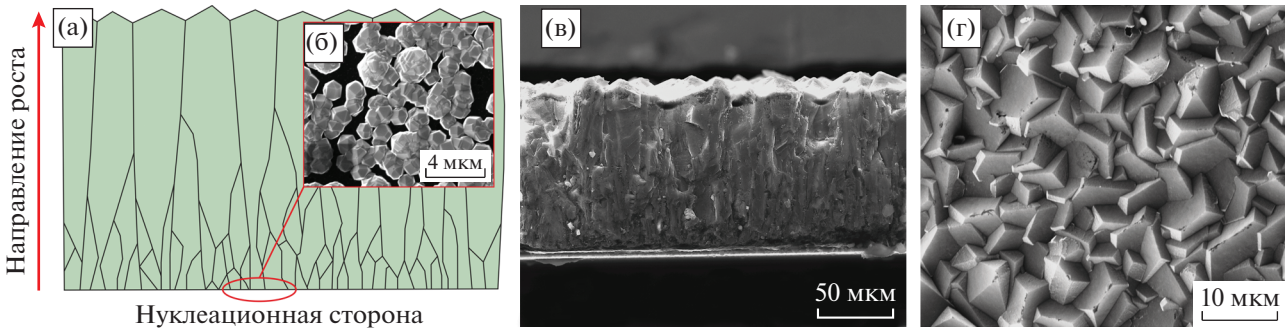

Рис. 4. Схема роста алмазной пленки из газовой фазы (**а**), микрофотография начальной стадии сращивания алмазных кристаллитов в сплошную пленку (**б**), микрофотография профиля синтезированной алмазной пленки (**в**) и топография поверхности растущей алмазной пленки (**г**).

ней) определяется преимущественно отношением скоростей роста граней (100) и (111).

Рост алмазного кристалла может быть охарактеризован параметром $\alpha = \sqrt{3}V_{100}/V_{111}$, где V_{100} и V_{111} – скорости роста граней (100) и (111), соответственно. Влияние параметра α показано на рис. 5. Для $\alpha \leq 1$ идиоморфный кристалл растет в форме куба, в случае $1 < \alpha < 3$ – в форме кубооктаэдра, а при $\alpha \geq 3$ – в форме октаэдра. При изменении параметра α от 1 до 3 направление наиболее быстрого роста изменяется от ⟨111⟩ до ⟨100⟩, проходя через ⟨110⟩.

К факторам, определяющим значение отношения V_{100}/V_{111}, можно отнести два ключевых параметра: ростовую температуру и содержание углеводорода в газовой смеси. Данные зависимости, опубликованные в работе [72], наглядно видно на рис. 6. Как видно, наибольшей величины V_{100}/V_{111} достигает при низких температурах синтеза (менее 700°C) и в этом диапазоне слабо зависит от процента метана. При этом в области высоких температур синтеза (а значит, и высоких скоростей роста алмаза) грань (100) растет тем быстрее, чем выше процент метана.

Следует отметить, что не стоит рассматривать температуру, процент метана и прочие параметры осаждения (например, расстояние подложки от активатора, давление в реакторе и др.), как совершенно независимые друг от друга. Каждый из них влияет на баланс атомарного водорода и углеводородных радикалов над подложкой, и изменение одного из параметров неизбежно влияет и на другие. Поэтому экспериментальная зависимость, отраженная на рис. 6, может весьма серьезно отличаться (и даже иметь совсем другой вид) при проведении аналогичных замеров скоростей роста в других условиях синтеза или на CVD-реакторов других типов. В связи с этим, во многих работах могут приводиться данные, не коррелирующие с приведенными, что отнюдь не указывает на их ошибочность.

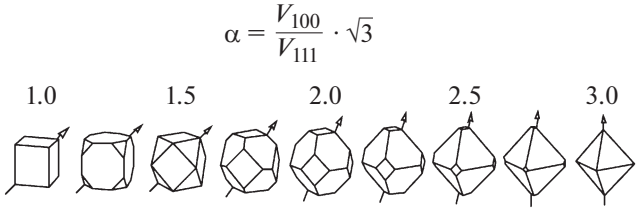

Рис. 5. Идиоморфные кристаллические формы алмазного кристаллита, характерные для определенного значения параметра α. Стрелки указывают направление наиболее быстрого роста.

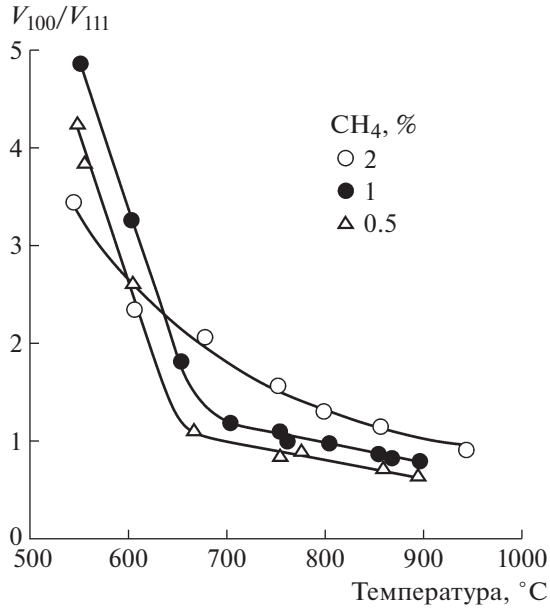

Рис. 6. Влияние концентрации метана и температуры подложки на отношение скоростей роста граней алмаза V_{100}/V_{111} (согласно [72]).

4. ТЕКСТУРИРОВАНИЕ И ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫЙ РОСТ

Открытие техник управления скоростью роста различных граней алмаза в поликристаллических пленках подтолкнуло исследователей использовать их для формирования текстурированных (т.е. состоящих из кристаллитов, которые ориентированы преимущественно в одном направлении) пленок. Текстурированная поликристаллическая пленка, выращенная на гетероподложке аналогичной ориентации, по сути и определению также является гетероэпитаксиальной, равно как и монокристаллическая. Более того, если плоскости текстуры и подложки точно совпадают, то поликристаллическая пленка по мере своего роста будет постепенно превращаться в монокристаллическую за счет снижения площади межзеренных границ.

Экспериментально было установлено, что при изменении ростовых условий действительно происходит изменение ориентации кристаллитов и формирование (или даже полная замена) текстуры в алмазных пленках [77–81]. Тем не менее, несмотря на создание условий преимущественного ориентированного роста алмазных кристаллитов, сформированные текстурированные пленки были далеки от гетероэпитаксии. Прежде всего, это обуславливалось существенными отклонениями ориентации текстуры синтезируемых пленок от плоскости подложки. В результате стало очевидно, что контроль ориентации кристаллитов нужно осуществлять еще на самых ранних стадиях роста пленки (нуклеация, формирование граней и сращивание в сплошную пленку), а также что для эффективного блокирования роста паразитных плоскостей плотность центров зародышеобразования должна быть как можно выше.

Кардинально изменить процесс синтеза текстурированных алмазных пленок помогла техника нуклеации зародышей посредством ионной бомбардировки (далее BEN-нуклеация). При помощи данной техники были получены высокотекстурированные алмазные пленки на самых разных монокристаллических гетероподложках [66, 72–74, 82–85].

Суть данной техники заключается в приложении к подложке прямо в процессе газофазного синтеза отрицательного электрического потенциала в диапазоне от одной до нескольких сотен вольт. При этом, из имеющейся либо создаваемой плазмы вытягиваются ионы, которые интенсивно бомбардируют поверхность подложки. Поскольку газовая среда в течение данного процесса насыщена углеродом, то происходит формирование тонкого слоя (в несколько нанометров) аморфной a-C:H углеродной пленки. Далее происходят параллельно идущие процессы вторичной нуклеации ростовых центров алмаза и их заращивание в слое аморфного углерода. Обычно эта стадия длится от десятков до сотен минут.

Далее отрицательный потенциал с подложки снимается и продолжается обычный процесс осаждения алмаза. Уже в первые секунды роста без воздействия бомбардирующих ионов весь аморфный углерод стравливается атомарным водородом, а оставшиеся ростовые центры алмаза начинают интенсивно расти, причем подавляющая часть растущих кристаллитов имеет латеральную ориентацию, совпадающую с ориентацией подложки. Дальнейший рост кристаллитов в свою очередь приводит к их сращиванию и образованию текстурированной сплошной пленки, степень текстурования которой возрастает по мере роста ее толщины.

Стоит отметить, что получаемый результат очень сильно зависит от вольт-амперных характеристик электрического смещения, длительности воздействия и непосредственно от техники осаждения алмаза. Упрощенно предполагаемая схема формирования высокоориентированных алмазных пленок с использованием BEN-нуклеации описана в работе [85] и представлена на рис. 7. Микрофотографии, отражающие процесс роста высокоориентированных пленок, представлены на рис. 8 (микрофотографии взяты из работы [72]).

Как известно, гетероэпитаксиальный рост пленки на подложке возможен только при совпадении типов кристаллических решеток, а также при достаточно близком совпадении параметров решеток [86]. Известны случаи, когда гетероэпитаксия наблюдалась даже при несовпадении решеток в 20% (например, в случае осаждения пленки GaN на подложке GaAs (001) [87]) и даже в 30% (MnAs на подложке GaAs [88]). Тем не менее, столь высокие несоответствия решеток крайне затрудняют процесс синтеза, и экспериментально крайне затруднительно в таком случае осадить гетероэпитаксиальные пленки на сколько-нибудь существенной площади подложки. Наиболее приемлемым можно считать несовпадение решеток на уровне <20%. Классический пример это рост пленок GaN на сапфировых подложках при несовпадении решеток в 16% [89].

Одним из главных требований к подложке для гетероэпитаксии алмаза является ее кубическая гранецентрированная кристаллическая решетка. Параметр решетки при этом должен быть близок к 3.57 Å (алмаз). В табл. 2 приведен перечень материалов, являющихся наиболее подходящими кандидатами на роль гетероподложек для эпитаксии алмаза. Как видно, наиболее подходящими по параметру решетки материалами являются никель (3.524 Å) и медь (3.615 Å) (не считая c-BN), далее немного хуже подходят металлы платиновой группы: иридий (3.840 Å), палладий (3.890 Å) и платина (3.920 Å).

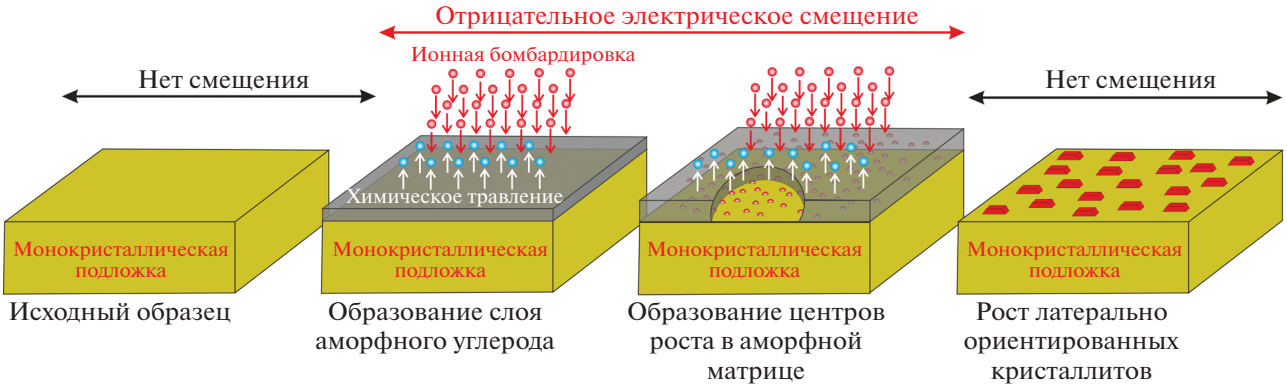

Рис. 7. Упрощенная схема, описывающая процесс формирования высокоориентированных алмазных пленок посредством BEN-нуклеации (согласно [85]).

При этом решетка кремния, как наиболее востребованного типа подложек для роста поликристаллического алмаза, имеет слишком большое несоответствие с алмазной (>52%). Доступность кремниевых подложек, близкий с алмазом коэффициент термического расширения, а также подобие кристаллических решеток кремния, карбида кремния (как неизбежно образуемого промежуточного слоя в результате насыщения кремния углеродом) и алмаза способствовали многочисленным [96, 97] попыткам гетероэпитаксии алмаза на данной подложке. При этом минимальный угол разориентации достигал 2.1° [96], но перехода от текстурированного поликристалла к монокристаллу, независимо от толщины пленки, не наблюдалось. По всей видимости, причиной является именно слишком большое различие в параметрах решеток.

Кроме того, контролируемость и повторяемость режимов проведения BEN-нуклеации на чистом или слабо легированном кремнии вызывает большие вопросы, так как технически крайне сложно обеспечить стабильный ионный ток на слабо проводящую подложку простой подачей отрицательного смещения на металлический подложкодержатель. Хорошо проводящий сильно легированный кремний, в свою очередь, также плохо подходит для гетеронуклеации из-за высокой доли легирующих примесей (B, As, P, Ga).

Никель, как уже писалось выше, по параметрам решетки наиболее близок к алмазу. Но первые же попытки [98] гетероэпитаксии на его монокристаллах алмазных пленок показали, что на его поверхности сначала образуется слой аморфного неалмазного углерода, нивелирующего все достоинства никеля. Впоследствии было установлено, что никель катализирует графитизацию алмаза [99] за счет обратной реакции разложения образуемого карбида никеля при температурах менее 700°C. Тем не менее, подбор оптимальных параметров нуклеации и роста позволил синтезировать высокоориентированные алмазные пленки достаточно высокого качества [100, 101].

Столь высокая зависимость от условий синтеза не позволяет с успехом использовать технику BEN-нуклеации на никеле (по крайней мере в ее современном виде). Получаемые на сегодняшний день образцы пленок на данном материале показывают скорее локальные области с гетероэпитаксиальным ростом, чем системную повторяемую от образца к образцу гетероэпитаксию. Очевидно, что более тонкий контроль стадии зародышеобразования и каталитической аморфизации на никеле может позволить сформировать гетероэпитаксиальные и даже монокристаллические алмазные пленки, но это, по-видимому, задача будущего.

Медь – второй по близости параметров решетки кандидат в качестве оптимальной подложки для роста гетероэпитаксиального алмаза. Теоретические расчеты показывают, что монокристалл меди с ориентациями (100) и (111) с точки зрения адгезионных и когезионных энергий, а также с его кристаллическим строением отлично подходит для наращивания эпитаксиальных слоев ал-

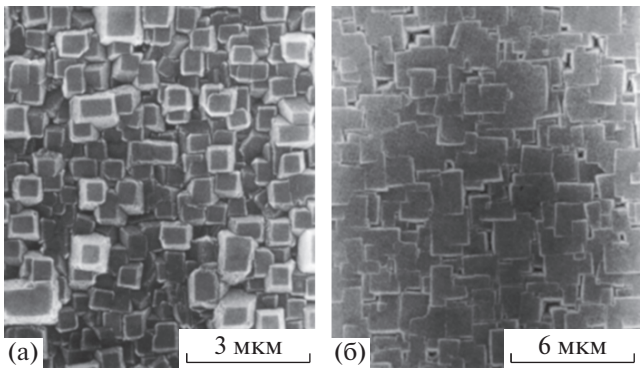

Рис. 8. Микрофотографии высокоориентированных алмазных пленок на монокристаллическом кремнии после 2 ч (**а**) и 6 ч (**б**) осаждения (согласно [72]).

Таблица 2. Материалы подложек с кубической гранецентрированной структурой решетки, наиболее подходящие для гетероэпитаксии алмаза

Материал	Параметр решетки *a*, Å	Пространственная группа	Несовпадение решетки с алмазом, %	Поверхностная энергия, Дж/м^2
Алмаз	**3.57**	**Fd3m**	**0**	**6.5 (110) [90]**
Никель	3.524	Fm3m	−1.29	1.82 ± 0.2 [91]; 2.45 [92]
Медь	3.615	Fm3m	+1.26	1.72 ± 0.09 [91]; 1.83 [92]
Кубический нитрид бора	3.615	F43m	+1.26	5.20 (110) [90]
Иридий	3.840	Fm3m	+7.56	3.00 [92]
Палладий	3.890	Fm3m	+8.96	2.05 [92]
Платина	3.920	Fm3m	+9.8	2.34 ± 0.8 [91]; 2.48 [92]
Кремний	5.4307	Fd3m	+52.12	1.23 [93]; 1.24 [94]
Карбид кремния (β-SiC)	4.3596	F43m	+22.12	2.18 [95]

маза [102, 103]. Она не катализирует образование неалмазного углерода, как никель, и вообще химически с углеродом не взаимодействует. Множество работ указывают на успешный рост неориентированного алмаза на поликристаллической меди [104, 105].

Но попытки создания текстурированных алмазных пленок с плотностью ростовых центров, хотя бы отдаленно сопоставимой (не более 10^6 см$^{-2}$ против 10^{11} см$^{-2}$ на кремнии) с монокристаллическим кремнием, оказались безуспешными [106, 107]. Основной причиной предполагается отсутствие промежуточного карбидного слоя, что, впрочем, маловероятно, так как аналогичная невозможность образовывать карбиды совершенно не мешает гетероэпитаксии алмаза на иридии и платине. По мнению авторов данного обзора интерес к изучению гетероэпитаксии алмаза на меди и никеле вновь возникнет после более глубокого понимания процессов, происходящих при BEN-нуклеации и на границе раздела металл – углерод.

Платина в части химических свойств по отношению к углероду очень близка к меди. Она также инертна в плане карбидизации, но при этом имеет несовпадение решетки с алмазом на уровне +9.8%. Исследования особенностей BEN-нуклеации на платине показали, что максимально достижимая плотность зародышеобразования не превышает 10^8 см$^{-2}$ [108], что также далеко от результатов, полученных на кремнии. При этом данные о синтезе высокоориентированных поликристаллических пленок алмаза на платине с помощью данной техники отсутствуют. Проведенные тем же коллективом эксперименты по росту алмаза на монокристалле платины (111) показали возможность получения высокоориентированных текстурированных пленок, но результаты рамановской спектроскопии указывают на существенную долю неалмазных углеродных примесей в них [109]. Высокая стоимость платиновых монокристаллов способствовала дальнейшему развитию работ в части перехода к тонким гетероэпитаксиальным слоям платины на сапфире [110]. В данной работе сообщается о синтезе (111) ориентированных алмазных пленок на платиновых слоях той же ориентации, причем по данным рентгеноструктурного анализа ширина алмазного пика на полувысоте составила около 1.1°.

Достаточно перспективным материалом для гетероэпитаксии алмаза можно назвать один из политипов карбида кремния – β(3C)-SiC, несовпадение решетки которого составляет около 22% по сравнению с алмазом. Данный материал известен как одна лучших подложек для роста поликристаллического алмаза, поскольку он обладает близким коэффициентом термического расширения и имеет аналогичную кристаллическую решетку. Применение BEN-нуклеации на данном материале позволяет достичь плотности зародышеобразования 10^{10} см$^{-2}$ и ширины рентгеновской дифракционной линии алмаза на полувысоте менее чем 0.62° [111]. Гетероэпитаксия с подобной степенью структурного совершенства алмаза успешно проходила только на гранях (100), что скорее всего связано с достаточно высоким различием в параметрах кристаллических решеток.

5. ГЕТЕРОЭПИТАКСИЯ АЛМАЗА НА ИРИДИИ

Успешная гетероэпитаксия алмаза на иридии – один из феноменов современной науки. Несмотря на то, что данный чрезвычайно редкий и дорогой металл находится в ряду наиболее подходящих для гетероэпитаксии алмаза материалов, он по своим параметрам решетки более далек от алмаза, чем медь или никель (несовпадение решеток – 7.56%). Химически инертный, он никак не взаимодействует с углеродом, а коэффициент линейного термического расширения у него суще-

ственно выше, чем у алмаза ($6.5 \cdot 10^{-6}$ K^{-1} против $1 \cdot 10^{-6}$ K^{-1} у алмаза при 20°C).

Единственно чем выделяется иридий – относительно высокой поверхностной энергией (3.00 Дж/м^2 против 6.5 Дж/м^2 у алмаза), но она лишь немного выше, чем у прочих близких к алмазу материалов. Тем не менее, среди подложек всех типов именно на иридии получены наиболее совершенные гетероэпитаксиальные пленки алмаза, которые многими исследователями признаются как монокристаллические.

Пионерские работы по гетероэпитаксии алмаза на тонких пленках иридия были проделаны японскими исследователями [112, 113]. Их результаты были столь многообещающими, что работы по данной тематике в кратчайшее время стали вестись по всему миру. В качестве первой подложки применялся монокристалл MgO в ориентации (100) с нанесенным эпитаксиальным слоем иридия толщиной около 500 нм. В данных работах также была апробирована BEN-нуклеация на данных подложках и была достигнута плотность зародышеобразования 10^8 см$^{-2}$. В результате были получены гетероэпитаксиальные пленки алмаза толщиной до 1.5 мкм.

В более поздних работах MgO был заменен на $SrTiO_3$ (100) для получения более совершенного по структуре 600-нм слоя иридия (угол разориентации <0.2°), напыляемого со скоростью 0.08 нм/с при температуре 950°C. Это позволило достичь плотности зародышеобразования 10^9 см$^{-2}$ при BEN-нуклеации. Добавление в газовую смесь 30–50 ppm азота для преимущественного роста текстуры (100) позволило синтезировать гетероэпитаксиальные алмазные пленки толщиной до 8 мкм с азимутальным отклонением 0.65° [114]. Адгезия алмазных пленок в данном случае была низкой из-за существенного различия в коэффициентах термического расширения, в результате чего при охлаждении подложки после синтеза наблюдалось полное отделение пленки от подложки.

Ограничение в площади гетероэпитаксиального алмаза, обусловленное малыми размерами монокристаллических подложек MgO и $SrTiO_3$, а также необходимость снижения внутренних напряжений, возникающих из-за различия в коэффициентах термического расширения, вынудили исследователей искать способ перехода на кремниевые подложки. Попытки непосредственного напыления иридия на монокристаллы кремния не увенчались успехом из-за их химического взаимодействия в условиях высокой температуры.

Для решения данной проблемы стали подбираться барьерные подслои, препятствующие диффузии иридия в кремний. Предпринимались попытки использования слоев CaF_2 толщиной 200 нм

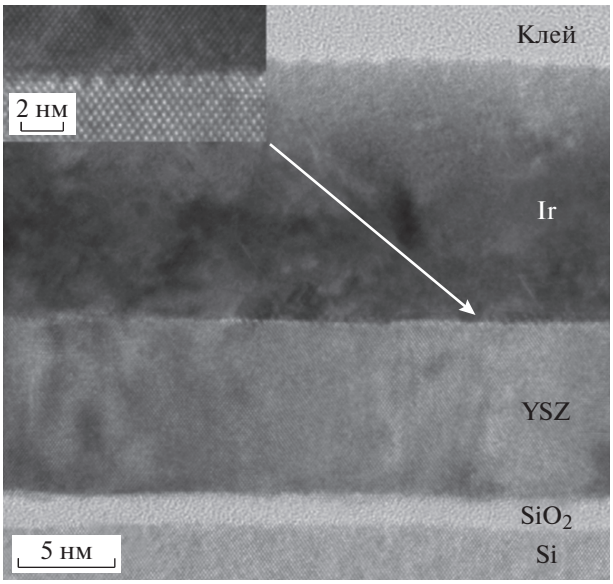

Рис. 9. Микрофотография сечения системы Ir(20 нм)/YSZ/Si(001) [118], полученная на просвечивающем электронном микроскопе высокого разрешения.

[115], титаната стронция $SrTiO_3$ толщиной 100 нм [116], а также диоксида циркония, стабилизированного иттрием (Yttria-stabilized zirconia – YSZ) [117]. В результате наибольшее распространение получили тонкие подслои на основе YSZ толщиной около 10–20 нм с последующим слоем иридия толщиной 100–150 нм. На рис. 9 показана микрофотография с атомарным разрешением, иллюстрирующая сечение такой системы с 20 нм иридия. Как видно, иридиевый слой растет эпитаксиально с самого начала его осаждения, а слой YSZ и сопутствующий слой SiO_2 препятствуют диффузии иридия в кремний.

Подобные результаты достигнуты для кремния с ориентациями как (100), так и (111). Слой YSZ выполняет также функцию постепенного выравнивания параметров решетки между кремнием и иридием, так как различие в параметрах решетки между ними составляет слишком большую для гетероэпитаксии величину – 29.3%. Слой YSZ снижает данное несовпадение на 5.3%. Несмотря на то, что YSZ при комнатной температуре является диэлектриком, в условиях роста алмаза ($T_{подложки}$ > 700°C) он имеет достаточно высокую проводимость и не оказывает негативного влияния на процесс BEN-нуклеации.

Алмазные слои любой толщины, выращенные на системе Ir/YSZ/Si не отслаиваются с подложки при охлаждении, что позволяет использовать один и тот же образец в большом количестве последовательных циклов осаждения, наращивая таким образом (при необходимости) толщины более 1 мм. Несмотря на то, что начально прева-

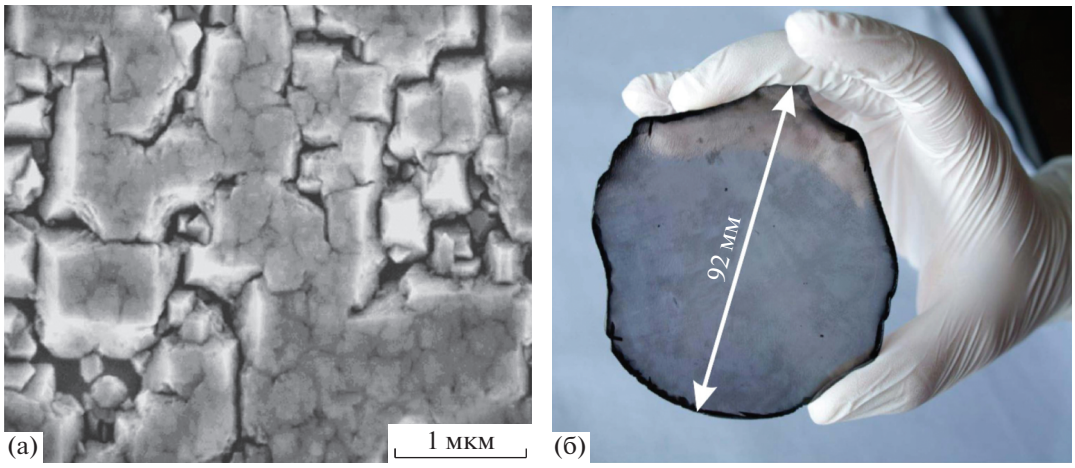

Рис. 10. а – микрофотография начальной стадии роста гетероэпитаксиальной алмазной пленки на подложке Ir/YSZ/Si(001) [119]; **б –** отделенная от подложки, неполированная монокристаллическая алмазная пластина толщиной 1.6 мм, синтезированная на подложке Ir/YSZ/Si(001) [85].

лирует островковый рост гетероэпитаксиальной пленки алмаза (см. рис. 10а), основная часть дефектов и межзеренных границ сосредоточена в прилегающем к подложке слое толщиной около 30 мкм, который впоследствии может быть удален механически. Остальная часть алмазного слоя практически не имеет дефектов и сопоставима с IIa-монокристаллом (плотность дислокаций около 10^7 см$^{-2}$, при том, что IIa-монокристалл характеризуется их плотностью 10^8–10^9 см$^{-2}$), имеющим примеси азота (так как обычно при наращивании толстых гетероэпитаксиальных пленок в газовую смесь добавляется несколько ppm азота).

Практика показывает, что ключом к получению эпитаксиальных алмазных слоев высокого качества является как можно более близкий к монокристаллическому слой иридия. Создание подобных слоев, в особенности на подложках большой площади, требует сверхвысоковакуумного напылительного оборудования (обычно это установки молекулярно-лучевой эпитаксии). Помимо этого, весь процесс синтеза (от очистки подложки до осаждения алмаза) должен проходить в помещении высокого класса чистоты для исключения пылезагрязнения подложек. Другим фактором является, безусловно, контроль параметров BEN-нуклеации, который также весьма затруднительно обеспечить на подложках площадью >50 см^2. Типовая плотность тока на подложку составляет около 50 мА/см^2 [85], что при напряжении смещения –300 В создает серьезные трудности с обеспечением равномерности температуры подложки и ионного тока на нее. Вкладываемая в подложку мощность при типовом токе составляет около 15 Вт/см^2 (0.05 А, 300 В), что при площади подложки 50 см^2 составляет уже 750 Вт, т.е. на стадии BEN-нуклеации подложка должна интенсивно охлаждаться.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Массовое применение алмаза как конструкционного и функционального материала в современной технике станет возможным лишь в случае появления технологии его синтеза не в виде монокристаллов размером в несколько миллиметров, а в виде монокристаллических алмазных слоев и пластин площадью в десятки и сотни квадратных сантиметров. Единственной технологией, которая потенциально может позволить достичь этого, является метод осаждения из газовой фазы. Главным барьером является незавершенность и высокая трудоемкость технологии гетероэпитаксиального синтеза именно монокристаллического алмаза.

В настоящее время наилучшие успехи в этом направлении достигнуты с использованием многослойных подложек, основным функциональным элементом которых являются тонкие гетероэпитаксиальные слои иридия, одного из ближайших к алмазу материалов по структуре и параметрам кристаллической решетки. Несмотря на схожесть решетки иридия с алмазом, главные причины успехов синтеза алмаза на данном материале, равно как и неудач синтеза на более подходящих материалах (медь, никель), остаются, как минимум, не до конца понятными. Причины, по-видимому, кроются в сложности контроля процесса роста алмаза, недостаточной изученности процесса его нуклеации и начальной стадии роста, а также многочисленность факторов, кардинальным образом влияющих на процесс синтеза.

Очевидно, что более глубокое понимание процессов, происходящих при BEN-нуклеации, новые подходы к подготовке подложек, а также совершенствование техники осаждения гетероэпитаксиальных тонких пленок металлов могут позволить получить сопоставимые (а возможно, и превосходящие) с иридием результаты, но с использованием менее дорогих и экзотических материалов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Настоящий обзор подготовлен при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-12-50021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *De Boer W., Bol J., Furgeri A., Müller S., Sander C., Berdermann E., Pomorski M., Huhtinen M.* // Phys. Stat. Sol. (a). 2007. V. 204. № 9. P. 3004. https://doi.org/10.1002/pssa.200776327
2. *Lagomarsino S., Bellini M., Corsi C., Cindro V., Kanxheri K., Morozzi A., Passeri D., Servoli L., Schmidt C.J., Sciortino S.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 193509. https://doi.org/10.1063/1.4921116
3. *Dore P., Nucara A., Cannavò D., de Marzi G., Calvani P., Marcelli A., Sussmann R.S., Whitehead A.J., Dodge C.N., Krehan A.J., Peters H.J.* // Appl. Opt. 1998. V. 37. № 24. P. 5731. https://doi.org/10.1364/AO.37.005731
4. *Thomas M.E., Tropf W.J.* // Johns Hopkins APL Technical Digest. 1993. V. 14. № 1. P. 16.
5. *Shvyd'ko Y., Blank V., Terentyev S.* // MRS Bulletin. 2017. V. 42. P. 437. https://doi.org/10.1557/mrs.2017.119
6. *Wort C.J.H., Balmer R.S.* // Materialstoday. 2008. V. 11. № 1–2. P. 22. https://doi.org/10.1016/S1369-7021(07)70349-8
7. *El-Hajj H., Denisenko A., Bergmaier A., Dollinger G., Kubovic M., Kohn E.* // Diam. Relat. Mater. 2008. V. 17. № 4. P. 409. https://doi.org/10.1016/j.diamond.2007.12.030
8. *Deneuville A.* // Semiconductors and Semimetals. 2003. V. 76. P. 183. https://doi.org/10.1016/S0080-8784(03)80006-6
9. *Braunstein G., Kalish R.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. № 4. P. 2106. https://doi.org/10.1063/1.332262
10. *Pinault-Thaury M.-A., Temgoua S., Gillet R., Bensalah H., Stenger I., Jomard F., Issaoui R., Barjon J.* // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. P. 112106. https://doi.org/10.1063/1.5079924
11. *Kato H., Makino T., Yamasaki S., Okushi H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 6189. https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/20/S05
12. *Koizumi S., Kamo M., Sato Y., Mita S., Sawabe A., Reznik A., Uzan-Saguy C., Kalish R.* // Diam. Relat. Mater. 1998.V. 7. № 2–5. P. 540. https://doi.org/10.1016/S09259635(97)00250-1
13. *Baranauskas V., Li B.B., Peterlevitz A., Tosin M.C., Durrant S.F.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. № 10. P. 7455. https://doi.org/10.1063/1.369378
14. *Petherbridge J.R., May P.W., Fuge G.M., Robertson G.F., Rosser K.N., Ashfold M.N.R.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 6. P. 3605. https://doi.org/10.1063/1.1448679
15. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. акад. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
16. *Asmussen J., Reinhard D.* Diamond films handbook. NY.: Marcel Dekker, 2002.
17. *Liu H., Dandy D.S.* Diamond chemical vapor Deposition. William Andrew, 1996. https://www.sciencedirect.com/book/9780815513803/diamond-chemical-vapor-deposition#book-description
18. *Ivakin E.V., Sukhodolov A.V., Ralchenko V.G., Vlasov A.V., Khomich A.V.* // Quantum electronics. 2002. V. 32. № 4. P. 367. https://doi.org/10.1070/QE2002v032n04ABEH002200
19. *Klein C.A., Cardinale G.F.* // Diam. Relat. Mater. 1993. V. 2. № 5–7. P. 918. https://doi.org/10.1016/0925-9635(93)90250-6
20. *Novikov N.V., Dub S.N.* // Diam. Relat. Mater. 1996. V. 5. № 9. P. 1026. https://doi.org/10.1016/0925-9635(95)00346-0
21. *Лейпунский О.И.* // Успехи химии. 1939. Т. 8. Вып. 10. С. 1519.
22. *Варнин В.П.* Вопросы истории естествознания и техники. 2015. Т. 36. Вып. 1. С. 124.
23. *Deljanin B., Alessandri M., Peretti A., Åström M., Katrusha A.* // Contributions to Gemology. 2015. № 15. P. 1.
24. *Eaton-Magaña S., Shigley J.E., Breeding C.M.* // Gems & Gemology. 2017. V. 53. № 3. P. 262. https://doi.org/10.5741/GEMS.53.3.262
25. *Bray K., Kato H., Previdi R., Sandstrom R., Ganesan K., Oqura M., Makino T., Yamasaki S., Magyar P., Toth M., Aharonovich I.* // Nanoscale. 2018. V. 10. P. 4028. https://doi.org/10.1039/C7NR09097H
26. *Watanabe H., Nebel C.E., Shikata S.* // Science. 2009. V. 324. № 5933. P. 1425. https://doi.org/10.1126/science.1172419
27. *Berdermann E., Afanaciev K., Ciobanu M., Fischer M., Gsell S., Kiš M., Lagomarsino S., Lohmann W., Mayr M., Pomorski M., Rahman M.S., Schmidt C.J., Sciortino S., Schreck M., Stehl C., Träger M.,* The NoRHDia, CARAT, ADAMAS Collaborations // Diam. Relat. Mater. 2019. V. 97. P. 107420. https://doi.org/10.1016/j.diamond.2019.05.006
28. *Bundy F.P.* // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 1980. V. 85. № B12. P. 6930. https://doi.org/10.1029/JB085iB12p06930
29. *Bundy F.P., Bassett W.A., Weathers M.S., Hemley R.J., Mao H.U., Goncharov A.F.* // Carbon. 1996. V. 34. № 2. P. 141. https://doi.org/10.1016/0008-6223(96)00170-4
30. *Spitsyn B.V., Alexenko A.E.* // Protection of Metals. 2007. V. 43. № 5. P. 415. https://doi.org/10.1134/S0033173207050025
31. *Deryagin B.V., Fedoseev D.V.* // Usp. Khim. 1970. V. 39. P. 1661. https://doi.org/10.1070/RC1970v039n09ABEH002022
32. *Дерягин Б.В., Федосеев Д.В.* М.: Наука, 1977. С. 116.

33. *Schwander M., Partes K.* // Diam. Relat. Mater. 2011. V. 20. № 9. P. 1287.
https://doi.org/10.1016/j.diamond.2011.08.005

34. *Gulbransen E.A., Andrew K.F., Brassart F.A.* // J. Electrochem. Soc. 1965. V. 112. P. 49.
https://doi.org/10.1149/1.2423463

35. *Haubner R., Lux B.* // Diam. Relat. Mater. 1993. V. 2. № 9. P. 1277.
https://doi.org/10.1016/0925-9635(93)90008-P

36. *Santos J.A., Neto V.F., Ruch D., Grácio J.* // J. Nano Res. 2012. V. 18–19. P. 227. doi 10.4028/www.scientific.net/JNanoR.18-19.227

37. *Liang Q., Chin C.Y., Lai J., Yan C.-S., Meng Y., Mao H.-K., Hemley R.J.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 024103.
https://doi.org/10.1063/1.3072352

38. *Liu J., Hei L.F., Song J.H., Li C.M., Tang W.Z., Chen G.C., Liu F.X.* // Diam. Relat. Mater. 2014. V. 46. P. 42.
https://doi.org/10.1016/j.diamond.2014.04.008

39. *Linnik S.A., Gaydaychuk A.V.* // Diam. Relat. Mater. 2019.V. 94. P. 166.
https://doi.org/10.1016/j.diamond.2019.03.011

40. *Bolshakov A.P., Konov V.I., Prokhorov A.M., Uglov S.A., Dausinger F.* // Diam. Relat. Mater. 2001. V. 10. № 9–10. P. 1559.
https://doi.org/10.1016/S0925-9635(01)00408-3

41. *Ashfold M.N.R., May P.W., Petherbridge J.R., Rosser K.N., Smith J.A., Mankelevich Y.A., Suetin N.V.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2001. V. 3. P. 3471.
https://doi.org/10.1039/B104265N

42. *Prelas M.A., Popovici G., Bigelow L.K.* Handbook of Industrial Diamonds and Diamond Films. N.Y.: Marcel Dekker, 1998. C. 1232.

43. *Harris S.J.* // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. № 23. P. 2298.
https://doi.org/10.1063/1.102946

44. *Goodwin D.G.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. № 3. P. 277.
https://doi.org/10.1063/1.105620

45. *May P.W.* // Phil., Trans., R., Soc., Lond. A. 2000. V. 358. P. 473.
https://doi.org/10.1098/rsta.2000.0542

46. *Skokov S., Weiner B., Frenklach M.* // J. Phys. Chem. 1994. V. 98. P. 8.
https://doi.org/10.1021/j100052a003

47. *Pethrbridge J.R., May P.W., Pearce S.R., Rosser K.N., Ashfold M.N.R.* // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. № 2. P. 1484.
https://doi.org/10.1063/1.1333031

48. *Butler J.E., Mankelevich Y.A., Cheesman A., Ma J., Ashfold M.N.R.* // J. Phys. Condens. Matter. 2009. V. 21. № 36. P. 364201.
https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/36/364201

49. *Derjaguin B.V., Fedoseev D.V.* // Scientific American. 1975. V. 233. № 5. P. 102.

50. *Matsumoto S., Matsui Y.* // J. Mater. Sci. 1983. V. 18. P. 1785.
https://doi.org/10.1007/BF00542075

51. *Mitura S.* // J. Crys. Growth. 1987. V. 80. P. 417.
https://doi.org/10.1016/0022-0248(87)90090-X

52. *Buerki P.R., Leutwyler S.* // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. № 6. P. 3739.
https://doi.org/10.1063/1.348468

53. *Frenklach M., Kematick R., Huang D., Howard W., Spear K.E., Phelps A.W., Koba R.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. № 1. P. 395.
https://doi.org/10.1063/1.343890

54. *Frank F.C., Van der Merwe J.H.* // Proc. Royal Soc. London Ser. A. 1949. V. 198. P. 205.

55. *Volmer M., Weber A.* // Z. Phys. Chem. 1926. V. 119. P. 277.

56. *Baskaran A., Smereka P.* // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 044321.
https://doi.org/10.1063/1.3679068

57. *Field J.E.* The properties of diamond. London: Academic Press, 1979.

58. *Barnes P.N., Wu R.L.C.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. № 1. P. 37.
https://doi.org/10.1063/1.108811

59. *Dubray J.J., Pantano C.G., Meloncelli M., Bertran E.* // J. Vacuum Sci. & Technol. A. 1991. V. 9. № 6. P. 3012.
https://doi.org/10.1116/1.577165

60. *Belton D.N., Schmieg S.J.* // Thin Solid Films. 1992. V. 212. № 1–2. P. 68.
https://doi.org/10.1016/0040-6090(92)90502-3

61. *Waite M.M., Shah S.I.* // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 60. № 19. P. 2344.
https://doi.org/10.1063/1.107474

62. *Kim D., Lee H., Lee J.* // J. Mater. Sci. 1993. V. 28. № 24. P. 6704.
https://doi.org/10.1007/BF00356418

63. *Hirata G.A., Cota-Araiza L., Avalos-Borja M., Farfas M.H., Contreras O., Matsumoto Y.* // J. Phys. Condens. Matter. 1993. V. 5. P. A305.
https://doi.org/10.1088/0953-8984/5/33A/107

64. *Arnault J.C., Demuynck L., Speisser C., Le Normand F.* // Eur. Phys. J. B. 1999. V. 11. P. 327.
https://doi.org/10.1007/s100510050943

65. *Williams O.A., Douhéret O., Daenen M., Haenen K., Osawa E., Takahashi M.* // Chem. Phys. Lett. 2007. V. 445. P. 255.
https://doi.org/10.1016/j.cplett.2007.07.091

66. *Wolter S.D., Glass J.T.* // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. № 10. P. 5119.
https://doi.org/10.1063/1.359322

67. *Yugo S., Kanai T., Kimura T., Muto T.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. P. 1036.
https://doi.org/10.1063/1.104415

68. *Koizumi S., Murakami T., Inuzuka T., Suzuki K.* // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. № 6. P. 563.
https://doi.org/10.1063/1.103647

69. *Inuzuka T., Koizumi S., Suzuki K.* // Diam. Relat. Mater. 1992. V. 1. № 2–4. P. 175.
https://doi.org/10.1016/0925-9635(92)90020-O

70. *Argoitia A., Angus J.C., Ma J.S., Wang L., Pirouz P., Lambrecht W.R.L.* // J. Mater. Res. 1994. V. 9. № 7. P. 1849.
https://doi.org/10.1557/JMR.1994.1849

71. *Koizumi S., Inuzuka T.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1993. V. 32. P. 3920.
https://doi.org/10.1143/JJAP.32.3920

72. *Maeda H., Ohtsubo K., Irie M., Ohya N., Kusakabe K., Morooka S.* // J. Mater. Res. 1995. V. 10. № 12. P. 3115. https://doi.org/10.1557/JMR.1995.3115
73. *Wild C., Kohl R., Herres N., Müller-Sebert W., Koidl P.* // Diam. Relat. Mater. 1994. V. 3. P. 373. https://doi.org/10.1016/0925-9635(94)90188-0
74. *Wild C., Koidl P., Müller-Sebert W., Walcher H., Kohl R., Herres N., Locher R.* // Diam. Relat. Mater. 1993. V. 2. P. 158. https://doi.org/10.1016/0925-9635(93)90047-6
75. *Smereka P., Li X., Russo G., Srolovitz D.J.* // Acta Materialia. 2005. V. 53. P. 1191. https://doi.org/10.1016/j.actamat.2004.11.013
76. *Delfaure C., Tranchant N., Mazellier J.-P., Ponard P., Saada S.* // Diam. Relat. Mater. 2016. V. 69. P. 214. https://doi.org/10.1016/j.diamond.2016.08.013
77. *Liu T., Raabe D.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 021119. https://doi.org/10.1063/1.3072601
78. *Cao G.Z., Schermer J.J., Van Enckevort W.J.P., Eist W.A.L.M., Gilling L.J.* // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. № 3. P. 1357. https://doi.org/10.1063/1.361033
79. *Locher R., Wild C., Herres N., Behr D., Koidl P.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. № 1. P. 34. https://doi.org/10.1063/1.113064
80. *Liu T., Raabe D., Mao W., Zaefferer S.* // Adv. Funct. Mater. 2009. V. 19. P. 3880. https://doi.org/10.1002/adfm.200901231
81. *Titus E., Mirsa D.S., Singh M.K., Tyagi P.K., Misra A., Le Normand F., Gracio J., Ali N.* // J. Mater. Res. 2004. V. 19. № 11. P. 3206. https://doi.org/10.1557/JMR.2004.0433
82. *Janischowsky K., Ebert W., Kohn E.* // Diam. Relat. Mater. 2003. V. 12. P. 336. https://doi.org/10.1016/S0925-9635(02)00294-7
83. *Yaita J., Suto T., Natal M.-R., Saddow S.E., Hatano M., Iwasaki T.* // Diam. Relat. Mater. 2018. V. 88. P. 158. https://doi.org/10.1016/j.diamond.2018.07.011
84. *Janischowsky K., Stammler M., Ley L.* // Diam. Relat. Mater. 1999. V. 8 № 2–5. P. 179. https://doi.org/10.1016/S0925-9635(98)00259-3
85. *Schreck M., Gsell S., Brescia R., Fischer M.* // Scientific Reports. 2017. V. 7. P. 44462. https://doi.org/10.1038/srep44462
86. *Rasic D., Narayan J.* Epitaxial Growth of Thin Films // Crystal Growth (IntechOpen, 2019). https://doi.org/10.5772/intechopen.82745
87. *Trampert A., Brandt O., Yang H., Ploog K.H.* // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. № 5. P. 583. https://doi.org/10.1063/1.118281
88. *Trampert A., Ploog K.H.* // Cryst. Res. Technol. 2000. V. 35. № 6–7. P. 793. https://doi.org/10.1002/1521-4079(200007)35:6/7<793::AID-CRAT793>3.0.CO;2-3
89. *Kukushkin S.A., Osipov A.V., Bessolov V.N., Medvedev B.K., Nevolin V.K., Tcarik K.A.* // Rev. Adv. Mater. Sci. 2008. V. 17. P. 1.
90. *Prelas M.A., Gielisse P., Popovici G., Spitsyn B.V., Stacy T.* Wide Band Gap Electronic Materials. Springer, 1994. P. 529. https://doi.org/10.1007/978-94-011-0173-8
91. *Миссол В.* Поверхностная энергия раздела фаз в металлах. М.: Металлургия, 1978. С. 176.
92. *Skriver H.L., Rosengaard N.M.* // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. № 11. P. 7157. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.7157
93. *Jaccodine R.J.* // J. Electrochem. Soc. 1963. V. 110. № 6. P. 524. https://doi.org/10.1149/1.2425806
94. *Gilman J.J.* // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. № 12. P. 2208. https://doi.org/10.1063/1.1735524
95. *Oshcherin B.N.* // Phys. Status Solidi A. 1976. V. 34. P. K181. https://doi.org/10.1002/pssa.2210340266
96. *Jiang X., Schiffmann K., Klages C.-P.* // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 5. P. 2511. https://doi.org/10.1063/1.367012
97. *Trürer K.-H., Schreck M., Stritzker B.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. P. 15454. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.15454
98. *Belton D.N., Schmieg S.J.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. № 9. P. 4223. https://doi.org/10.1063/1.343962
99. *Romanyuk O., Varga M., Tulic S., Izak T., Jiricek P., Kromka A., Shakalova V., Rezek B.* // J. Phys. Chem. C. 2018. V. 122. P. 6629. https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.7b12334
100. *Yang P.C., Zhu W., Glass J.T.* // J. Mater. Res. 1993. V. 8. № 8. P. 1773. https://doi.org/10.1557/JMR.1993.1773
101. *Yang P.C., Zhu W., Glass J.T.* // J. Mater. Res. 1994. V. 9. № 5. P. 1063. https://doi.org/10.1557/JMR.1994.1063
102. *Zavodinsky V.G.* // Comp. Mater. Sci. 2006. V. 36. P. 139. https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2005.02.015
103. *Zavodinsky V.G.* // Diam. Relat. Mater. 2006. V. 15. № 9. P. 1201. https://doi.org/10.1016/j.diamond.2005.04.005
104. *Pereira E., Fan Q.H.* // J. Gracio, Mat. Res. Coc. Symp. Proc. 1997. V. 436. P. 323.
105. *Hartsell M.L., Plano L.S.* // J. Mater. Res. 1994. V. 9. № 4. P. 921. https://doi.org/10.1557/JMR.1994.0921
106. *Wolter S.D., Stoner B.R., Glass J.T.* // Diam. Relat. Mater. 1994. V. 3. P. 1188. https://doi.org/10.1016/0925-9635(94)90167-8
107. *Chuang K.-L., Chang L., Lu C.-A.* // Mater. Chem. Phys. 2001. V. 72. P. 176. https://doi.org/10.1016/S0254-0584(01)00431-X
108. *Tachibana T., Yokota Y., Hayashi K., Miyata K., Kobashi K., Shintani Y.* // Diam. Relat. Mater. 2000. V. 9. P. 251. https://doi.org/10.1016/S0925-9635(00)00207-7
109. *Tachibana T., Yokota Y., Nishimura K., Miyata K., Kobashi K., Shintani Y.* // Diam. Relat. Mater. 1996. V. 5. P. 197. https://doi.org/10.1016/0925-9635(95)00473-4
110. *Tachibana T., Yokota Y., Hayashi K., Kobashi K.* // Diam. Relat. Mater. 2001. V. 10. P. 1633. https://doi.org/10.1016/S0925-9635(01)00444-7

111. *Kawarada H., Wild C., Herres N., Locher R., Koidl P.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. № 8. P. 3490. https://doi.org/10.1063/1.365047

112. *Ohtsuka K., Suzuki K., Sawabe A., Inuzuka T.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. № 8B. P. L1072. https://doi.org/10.1143/JJAP.35.L1072

113. *Ohtsuka K., Fukuda H., Suzuki K., Sawabe A.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. № 9A/B. P. L1214. https://doi.org/10.1143/JJAP.36.L1214

114. *Schreck M., Roll H., Strizker B.* // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. № 5. P. 650. https://doi.org/10.1063/1.123029

115. *Lee C.H., Qi J., Lee S.T., Hung L.S.* // Diam. Relat. Mater. 2003. V. 12. P. 1335. https://doi.org/10.1016/S0925-9635(03)00083-9

116. *Bauer T., Gsell S., Schreck M., Goldfuß J., Lettieri J., Schlom D.G., Stritzker B.* // Diam. Relat. Mater. 2005. V. 14. P. 314. https://doi.org/10.1016/j.diamond.2004.10.028

117. *Gsell S., Bauer T., Goldfuß J., Schreck M., Stritzker B.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. № 22. P. 4541. https://doi.org/10.1063/1.1758780

118. *Gsell S., Fischer M., Brescia R., Schreck M., Huber P., Bayer F.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 061501-1. https://doi.org/10.1063/1.2768003

119. *Schreck M., Schury A., Hörmann F., Roll H., Stritzker B.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 2. P. 676. https://doi.org/10.1063/1.1424059

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 19–24

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

КРЕМНИЕВЫЙ 4π-СПЕКТРОМЕТР ЭЛЕКТРОНОВ β-РАСПАДА С ЭНЕРГИЕЙ ДО 3 МэВ

© 2021 г. И. Е. Алексеев[b], С. В. Бахланов[a], А. В. Дербин[a,*], И. С. Драчнев[a], И. М. Котина[a], В. Н. Муратова[a], Н. В. Ниязова[a], Д. А. Семенов[a], М. В. Трушин[a], Е. В. Унжаков[a], Е. А. Чмель[a]

[a] Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" Россия, 188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща

[b] Радиевый институт им. В.Г. Хлопина Россия, 194021, Санкт-Петербург, 2-й Муринский просп., 28

*e-mail: derbin_av@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 18.07.2020 г.
После доработки 11.08.2020 г.
Принята к публикации 21.08.2020 г.

Бета-спектрометр состоит из двух Si(Li)-детекторов с толщиной чувствительной области более 8 мм и обладает 4π-геометрией. Спектрометр полного поглощения позволяет провести прямое измерение β-спектров, не требующее поправок функции отклика на обратное рассеяние электронов от поверхности кристалла. Для измерения β-спектров при переходах на возбужденные состояния дочерних ядер используется дополнительный BGO-детектор, регистрирующий γ-кванты и включенный в совпадения с парой Si(Li)-детекторов.

DOI: 10.31857/S0032816221010225

ВВЕДЕНИЕ

Прецизионное знание формы β-спектров ряда изотопов является обязательным условием определения осцилляционных параметров в экспериментах с реакторными нейтрино и с искусственными источниками нейтрино. Положительный результат эксперимента LSND [1], который появился почти 20 лет назад, результаты калибровок радиохимических Ga–Ge-детекторов солнечных нейтрино [2, 3] и новые расчеты спектра реакторных нейтрино, известные как "реакторная аномалия" [4], поставили вопрос о существовании стерильного нейтрино, связанного, в основном, с массовым состоянием нейтрино, отстоящим от трех известных массовых состояний на величину $\delta m_{14}^2 \sim 1$ эВ^2 и с эффективным углом смешивания $\sin^2(2\theta_s) \sim 0.1$.

Помимо ряда реакторных и ускорительных экспериментов по поиску осцилляций нейтрино в стерильное состояние существуют проекты с использованием искусственных источников нейтрино. Среди искусственных излучателей электронных антинейтрино наиболее перспективным является источник ^{144}Ce–^{144}Pr, использовать который планировалось с детекторами KamLand [5] и Borexino [6]. К сожалению, наиболее продвинутый проект Borexino_SOX_Ce был остановлен, в том числе и по причинам, не имеющим отношения к технической стороне планируемого эксперимента.

Одна из конкретных задач, которая должна быть решена в эксперименте с источником ^{144}Ce–^{144}Pr, состоит в прецизионном измерении β-спектров данных ядер с целью определения интенсивности и формы спектра антинейтрино. Это очень важная задача, поскольку требуемая чувствительность эксперимента к осцилляционным параметрам δm_{14}^2 и $\sin^2(2\theta_s)$ может быть достигнута при условии, что коэффициент, связывающий тепловую мощность и активность источника, и ожидаемая скорость счета реакции обратного β-распада, которая определяется спектром антинейтрино, будут определены с необходимой (лучше, чем 1.5% для проекта Borexino_SOX) точностью.

Измерения β-спектров ядер ^{144}Ce–^{144}Pr и ^{210}Bi с использованием кремниевого полупроводникового β-спектрометра в классической схеме "мишень–детектор" были проведены нами ранее в работах [7–9].

В данной статье описаны основные характеристики специально разработанного полупроводникового β-спектрометра на основе Si(Li)-детек-

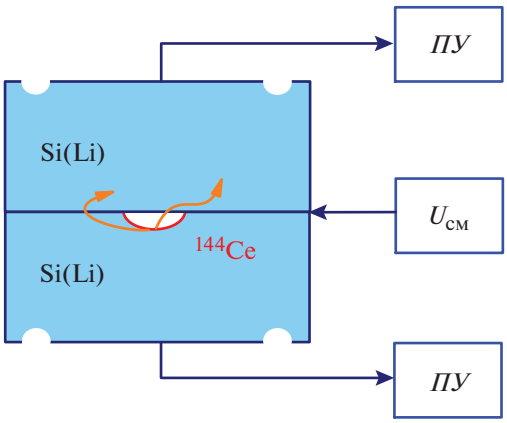

Рис. 1. Схема β-спектрометра с двумя Si(Li)-детекторами. ^{144}Ce – измеряемый источник, *ПУ* – предусилители, $U_{см}$ – напряжение смещения.

торов, обладающего 4π-геометрией. Спектрометр регистрирует полную энергию электрона и решает проблему обратного рассеяния электронов от поверхности кристалла, вероятность которого, в зависимости от энергии электрона и угла падения, может достигать десятков процентов. Предварительные результаты измерения β-спектров ^{144}Ce–^{144}Pr с парой Si(Li)-детекторов с толщиной *i*-области 5 мм опубликованы в работе [10].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Кремнийлитиевые детекторы были специально изготовлены для этого эксперимента из монокристаллического кремния *p*-типа проводимости с удельным сопротивлением 4 кОм · см и временем жизни носителей 800 мкс по стандартной технологии, хорошо отработанной в ПИЯФ. Характеристики таких детекторов описаны в работах [8, 9, 11].

Два Si(Li)-детектора с толщиной чувствительной области >8 мм, которая превышает пробег электронов с энергией 3 МэВ, были изготовлены в форме “грибка” с внешним диаметром 27 и 23 мм, высотой 9 мм и диаметром чувствительной области 20 и 18 мм. Детекторы имели разные внешние диаметры для удобства сборки спектрометра из двух Si(Li)-детекторов, состыкованных вплотную.

Характеристики изготовленных детекторов были проверены в отдельном вакуумном криостате с помощью γ- и рентгеновского излучений и конверсионных и оже-электронов от источника ^{207}Bi. Энергетическое разрешение FWHM, измеренное для конверсионных электронов с энергией 482 кэВ, составило 2.0 кэВ для обоих детекторов. Определенная толщина нечувствительного слоя Si(Li)-детектора, вклад в которую дают напыленные слои палладия и золота и поверхностный слой кремния, составляет около 500 нм по кремнию. При прохождении такой толщины электроны с энергиями 20 кэВ и 3 МэВ теряют около 1 кэВ и 0.1 кэВ соответственно.

Сравнение измеренных интенсивностей рентгеновских $K_{\alpha1}$-, $K_{\alpha2}$- и $K_{\beta123}$-пиков свинца с результатами расчетов по методу Монте-Карло с использованием пакета Geant4 позволило установить толщину чувствительной *i*-области детектора. Определенная таким образом толщина у обоих детекторов превышает 8.5 мм, что обеспечивает, без учета обратного рассеяния, полное поглощение электронов с энергией <3.3 МэВ. Нечувствительная область с тыльной стороны диффузного литиевого контакта составила около 0.4 мм.

В центре одного из детекторов вышлифована лунка ∅5 и глубиной 1 мм. Изучаемый β-источник (^{144}Ce, ^{210}Pb) наносится в лунку непосредственно на золотое покрытие Si(Li)-детектора. На детектор с лункой без какого-либо промежутка накладывается второй детектор, и на образовавшийся общий n^+-контакт подается напряжение смещения (рис. 1).

Вся конструкция располагается внутри вакуумного криостата и охлаждается до температуры жидкого азота. Оба Si(Li)-детектора имеют свой зарядочувствительный предусилитель с резистивной обратной связью и охлаждаемым полевым транзистором. Для обработки сигналов используются два комплекта электроники. В стандарте CAMAC спектрометрические каналы содержат усилитель БУИ-3К и 12-разрядный аналого-цифровой преобразователь (а.ц.п.) поразрядного взвешивания на 4000 каналов. В стандарте VME/VXI сигналы после предусилителей оцифровываются 8-канальным 14-разрядным а.ц.п. V1725C фирмы CAEN с частотой выборки 250 МГц. Использование двух комплектов электроники позволяет сравнить эффективность отбора совпадающих сигналов и энергетическое разрешение аналогового и цифрового трактов.

В схему измерений включен сцинтилляционный 3" BGO-детектор с целью выделения β-распадов ядер (^{144}Ce–^{144}Pr) на возбужденные уровни дочерних ядер. Выбор сравнительно небольшого BGO-детектора обусловлен желанием иметь высокую эффективность регистрации γ-квантов при низком уровне фона случайных совпадений. BGO-детектор располагался на расстоянии 25 мм от общей поверхности Si(Li)-детекторов, фактически от измеряемого источника, обеспечивая, таким образом, геометрическую эффективность для вылетающих γ-квантов 20%. Данные о зарегистрированных событиях представляют собой последовательные записи временных и амплитудных сигналов с двух Si(Li)-детекторов и BGO-детектора. Сборка Si(Li)- и BGO-детекторов окружена небольшим слоем пассивной защиты (около 30 г/см^2)

для уменьшения фона естественной радиоактивности.

Выбранная схема включения детекторов на (анти)совпадения позволяет провести прямое измерение β-спектров, не требующее сложных дополнительных поправок на обратное рассеяние электронов от поверхности детектора. Отличие функции отклика спектрометра от гауссовой функции связано с потерями энергии электроном в конечной толщине мишени и нечувствительном слое детектора, а также с вылетом тормозного излучения электронов за пределы детектора.

Изготовление тонких мишеней – это отдельная тема, выходящая за рамки данной статьи. Отметим, что наличие в изучаемом источнике дополнительной α-активности позволяет более надежно определить толщину (или распределение толщины) источника.

Вклад радиационных потерь увеличивается с ростом энергии электрона. В кремнии для электронов с энергиями 1 и 3 МэВ они составляют 0.8% и 2.3%. Дифференциальные радиационные потери dE/dx также растут от 1.5% до 4.7% соответственно. Поправки спектра на вылет тормозного излучения могут быть вычислены путем Монте-Карло-симуляций с использованием спектра событий, совпадающих с сигналом BGO-детектора.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

После установки Si(Li)-детекторов в криостат энергетическая калибровка была выполнена с помощью источника ^{207}Bi, который устанавливался на бериллиевое окно вакуумного криостата. Хотя калибровка проводилась при нанесенном источнике ^{144}Ce, на измеренном спектре хорошо видны пики полного поглощения рентгеновских (75–85 кэВ) и γ-квантов (570 кэВ, 1063 кэВ), а также резкие края комптоновского рассеяния (рис. 2). Эти особенности спектра использовались для энергетической калибровки детекторов.

На рис. 3 показан спектр совпадающих событий пары Si(Li)-детекторов. Наклонные линии соответствуют суммарной энергии края комптоновского рассеяния γ-квантов с энергиями E_γ = (570, 1063 и 1770) кэВ. Максимальная энергия электрона, в случае рассеяния γ-кванта назад, составляет $E_C = 2E_\gamma^2/(2E_\gamma + m_e)$, для указанных энергий γ-квантов E_C = (394, 857 и 1547) кэВ. Совпадения сигналов Si(Li)-детекторов, в основном, вызваны комптоновскими электронами, прошедшими из верхнего детектора в нижний. Прямоугольниками выделены события, когда γ-кванты с энергиями 570 кэВ и 1064 кэВ, испущенные в каскаде, испытали комптоновское рассеяние в двух разных детекторах.

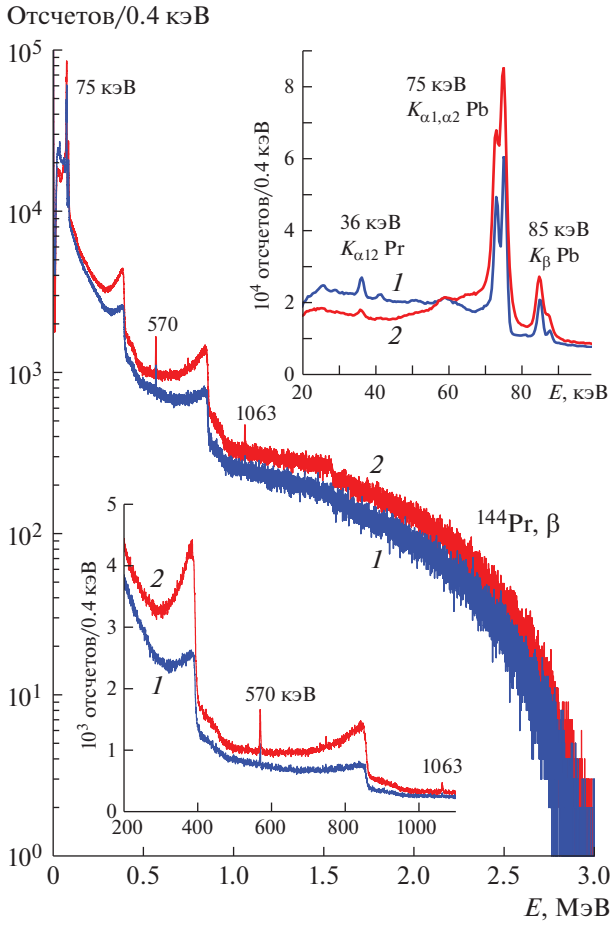

Рис. 2. Калибровочные спектры (*1* и *2*) пары Si(Li)-детекторов, измеренные с внешним источником ^{207}Bi (*2* – спектры детектора с лункой). На верхней вставке показана низкоэнергетическая часть спектра, а на нижней – часть спектра, обусловленная комптоновским рассеянием γ-квантов с энергией 570 кэВ и 1063 кэВ.

На рис. 4 показаны энергетические спектры электронов, возникающие при β-распадах ядер ^{144}Ce–^{144}Pr и зарегистрированные одним и двумя Si(Li)-детекторами. Доля 1 МэВ электронов, испытавших отражение от поверхности детектора, составляет 28%. Эта величина уменьшается до 20% при увеличении энергии электрона до 2.5 МэВ, что определяется конкретной геометрией нанесенного источника. Отметим, что спектр зарегистрированной энергии в случае, если электрон отражается от поверхности (спектр *4* на рис. 4), кардинально отличается от спектра действительной энергии электрона (спектр *3*). Полный β-спектр является суммой спектров *2* и *3*, таким образом решается проблема функции отклика детектора, связанная с обратным рассеянием электронов от поверхности детектора.

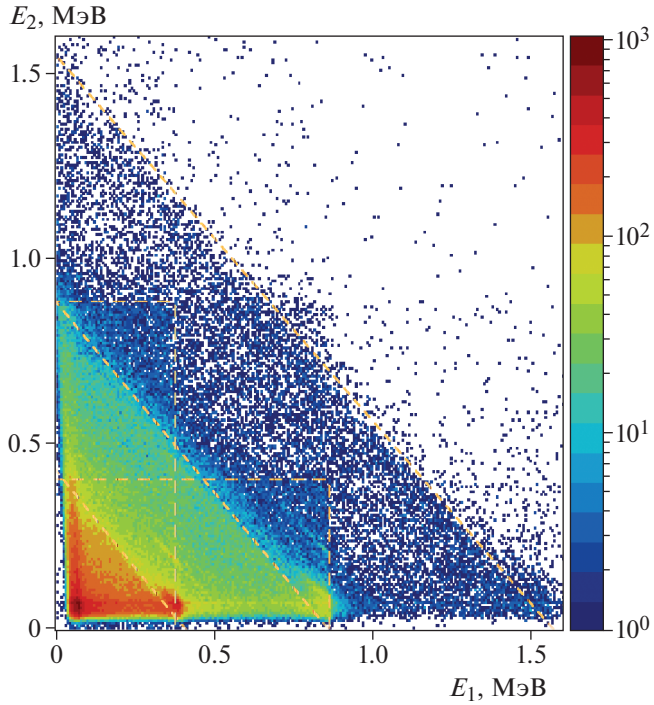

Рис. 3. Двумерный спектр совпадающих событий пары Si(Li)-детекторов, измеренный с ^{207}Bi (E_1 – энергия детектора с лункой). Наклонные линии соответствуют рассеянию γ-квантов с энергиями 570, 1064 и 1770 кэВ назад. Прямоугольниками выделены события от каскада γ-квантов.

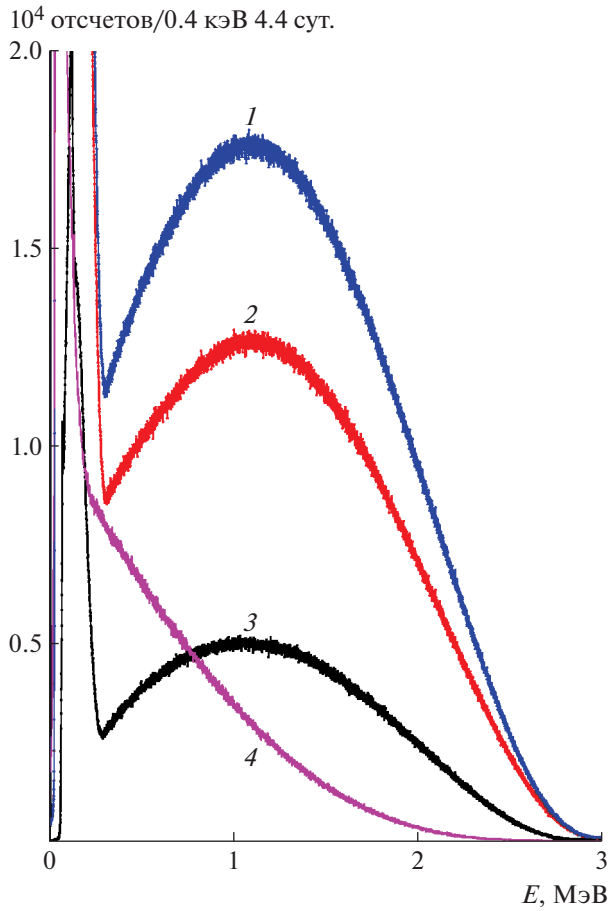

Рис. 4. Спектры источника ^{144}Ce–^{144}Pr, измеренные 4π-β-спектрометром: *1* – спектр полной зарегистрированной энергии; *2* – спектр событий только в одном детекторе; *3* – спектр событий, зарегистрированных двумя детекторами; *4* – спектр совпадающих событий с одного детектора.

Спектр электронов, измеренный с функцией отклика, близкой к гауссовой, позволяет определить спектр антинейтрино исходя из соотношения $Q_\beta = E_e + E_\nu$. Для источника ^{144}Ce–^{144}Pr это возможно при энергии нейтрино <2.7 МэВ (разности граничных энергий β-спектров ^{144}Pr и ^{144}Ce). При энергиях электронов <300 кэВ измеренный спектр является суммой β-спектров ^{144}Pr и ^{144}Ce и спектр антинейтрино должен быть определен исходя из теоретических поправок к β-спектру и параметров функции форм-фактора, найденных при подгонке спектра ^{144}Pr в интервале 0.3–3.0 МэВ.

Измерения спектров Si(Li)-детекторов в совпадении с сигналом BGO-детектора позволяют выделить β-спектры, соответствующие переходам на возбужденные состояния дочернего ядра. В случае ^{144}Pr это очень важная часть измерений, поскольку β-переход $1^- \to 0^-$ на уровень ядра ^{144}Nd с энергией 2186 кэВ является разрешенным, его форма хорошо определена и не требует введения функции форм-фактора при подгонке. Соответствие формы измеренного спектра форме разрешенного β-перехода является важным критерием правильности проведенных измерений, используемой функции отклика и процедуры подгонки.

Уровень 0^- (2186 кэВ) ядра ^{144}Nd разряжается при прямом переходе на основное состояние и при переходе через промежуточный уровень 2^+ испусканием γ-квантов с энергиями 2186 кэВ (0.69%) и 1489 кэВ и 697 кэВ (0.28%), как показано на вставке рис. 5. На этом же рисунке показан энергетический спектр всех событий BGO-детектора и событий, зарегистрированных в совпадении с сигналом β-спектрометра. В полном спектре хорошо видны пики полного поглощения γ-квантов с энергиями 1460 кэВ и 2614 кэВ, связанные с распадами изотопов ^{40}K и ^{208}Tl из семейства естественной радиоактивности ^{232}Th.

Спектр совпадающих событий (рис. 5, спектр *2*) содержит пики с энергиями 697 кэВ и 2186 кэВ, соответствующие β-переходам на возбужденные уровни ядра ^{144}Nd. Для отбора разрешенных β-переходов на уровень 1^- использовалось условие, что

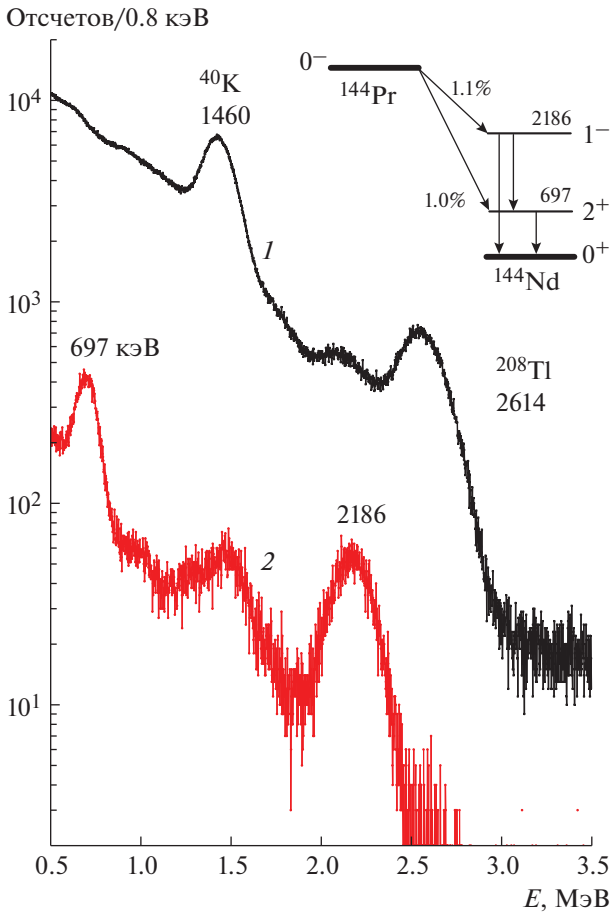

Рис. 5. Спектры BGO-детектора: *1* – фоновый спектр; *2* – спектр в совпадении с сигналом Si(Li)-спектрометра.

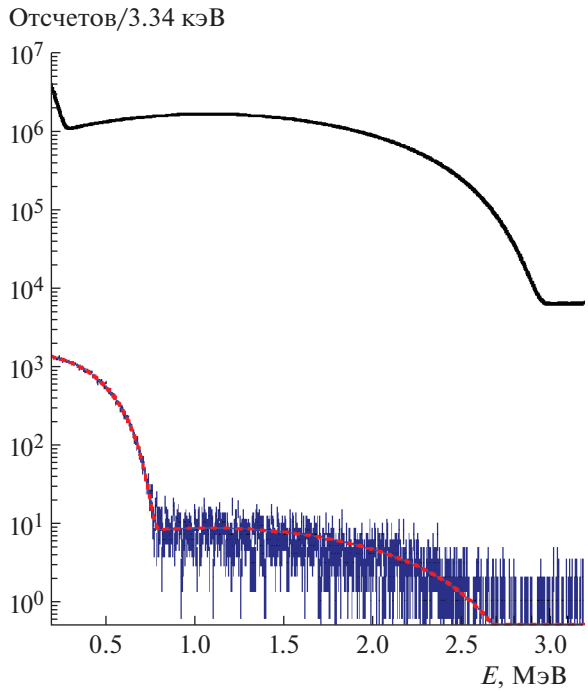

Рис. 6. Спектр разрешенного β-перехода ^{144}Pr (0^-) → → ^{144}Nd (1^-) (Q_β = 0.812 МэВ), измеренный в совпадении с сигналом BGO-детектора (внизу), в сравнении с β-спектром для перехода на основное состояние (Q_β = 3.0 МэВ). Штриховой линией показан результат подгонки.

энергия γ-квантов, зарегистрированная BGO-детектором, превышает 1 МэВ. Условие выполняется для пика полного поглощения и части спектра комптоновского рассеяния. Данное условие позволяет исключить β-переходы на уровень 2^+, которые сопровождаются одним 697-кэВ γ-квантом.

Спектр β-спектрометра, измеренный в совпадении с сигналами BGO-детектора с энергией более 1 МэВ, показан на рис. 6. Он состоит из β-спектра, соответствующего переходу на возбужденный уровень, и спектра случайных совпадений. Спектр хорошо описывается теоретической формой разрешенного β-перехода с граничной энергией 812 кэВ, что подтверждает гауссову форму функции отклика 4π-β-спектрометра. На том же рисунке приведен полный зарегистрированный спектр, который, в основном, связан с β-переходом на основное состояние.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описаны характеристики нового спектрометра для измерения β-спектров ядер искусственной и естественной радиоактивности с граничной энергией до 3 МэВ. Спектрометр состоит из двух Si(Li)-детекторов с толщиной чувствительного слоя >8 мм и сцинтилляционного кристалла для изучения переходов на возбужденные состояния. Функция отклика спектрометра близка к гауссовой и не содержит части, связанной с обратным рассеянием электронов от поверхности кристалла, что позволяет провести прямое измерение энергии электронов в β-распаде и соответственно определить спектр электронных антинейтрино. В комбинации с сцинтилляционным BGO-детектором спектрометр используется для измерения β-спектров, соответствующих переходам на возбужденные состояния дочерних ядер. Созданный спектрометр уже использовался для измерения β-спектров ядер ^{144}Ce–^{144}Pr и ^{210}Bi.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-02-00097, № 20-02-00571) и Российского научного фонда (проект № 17-12-01009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *LSND Collaboration* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 1774. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1774
2. *SAGE Collaboration* // Phys. Rev. 1999. V. C59. P. 2246. https://doi.org/10.1103/PhysRevC.59.2246
3. *GALLEX Collaboration* // Phys. Lett. 1999. V. B447. P. 127. https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01579-2
4. *Mention G., Fechner M., Lasserre Th., Mueller Th.A., Lhuillier D., Cribier M., and Letourneau A.* // Phys. Rev. 2011. V. D83. P.073006. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.073006
5. *KamLand Collaboration* // arXiv:1312.0896v2. https://arxiv.org/pdf/1312.0896.pdf
6. *Borexno Collaboration* // JHEP. 2013. V. 08. P. 038. https://doi.org/10.1007/JHEP08(2013)038
7. *Базлов Н.В., Бахланов С.В., Дербин А.В., Драчнев И.С., Еремин В.К., Котина И.М., Муратова В.Н., Пилипенко Н.В., Семенов Д.А., Унжаков Е.В., Чмель Е.А.* // ПТЭ. 2018. № 3. С. 5. https://doi.org/10.7868/S0032816218030199
8. *Alekseev I.E., Bakhlanov S.V., Bazlov N.V., Chmel E.A., Derbin A.V., Drachnev I.S., Kotina I.M., Muratova V.N., Pilipenko N.V., Semenov D.A., Unzhakov E.V., Yeremin V.K.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2018. V. A890. P. 64. https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.02.031
9. *Alekseev I.E., Bakhlanov S.V., Derbin A.V., Drachnev I.S., Kotina I.M., Lomskaya I.S., Muratova V.N., Niyazova N.V., Semenov D.A., Trushin M.V., Unzhakov E.V.* // arXiv:2005.08481. https://arxiv.org/pdf/2005.08481.pdf
10. *Bakhlanov S.V., Derbin A.V., Drachnev I.S., Kotina I.M., Lomskaya I.S., Muratova V.N., Pilipenko N.V., Semenov D.A., Unzhakov E.V.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1390. P. 012117. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1390/1/012117
11. *Bazlov N.V., Derbin A.V., Drachnev I.S., Gicharevich G.E., Kotina I.M., Konkov O.M., Pilipenko N.V., Chmel E.A., Abolmasov S.N., Terukov E.I., Unzhakov E.V.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1400. P. 055056. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/5/055056

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 25–31

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.07

МОНТЕ-КАРЛО-МОДЕЛЬ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ЛИТИЕВОГО СТЕКЛА

© 2021 г. Е. С. Кузьмин[a,*], Г. Д. Бокучава[b], И. Ю. Зимин[a], А. А. Круглов[b], Н. А. Кучинский[a], В. Л. Малышев[a]

[a] *Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6*

[b] *Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка ОИЯИ Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6*

**e-mail: e_kuzmin@jinr.ru, e_kuzmin@mail.ru*

Поступила в редакцию 04.08.2020 г.
После доработки 20.08.2020 г.
Принята к публикации 24.08.2020 г.

Создана и верифицирована Монте-Карло-модель сцинтилляционного детектора тепловых нейтронов на основе литиевого стекла NE 912. Верификация модели проводилась сравнением результатов модели и данных эксперимента при экспозиции прототипа на пучках тепловых нейтронов и γ-квантов. Определены характеристики сцинтиллятора: световыход при захвате нейтрона, квенчинг-фактор, временные параметры высвечивания. Точность воспроизведения формы импульсов, зарегистрированных в эксперименте, позволяет исследовать экспериментальные данные и оценивать возможности различных способов *n*/γ-разделения. На основе выполненного моделирования возможно создание моделей детектора, обладающих низкой γ-чувствительностью с гетерогенным композитным сцинтиллятором различных геометрий.

DOI: 10.31857/S0032816221010316

ВВЕДЕНИЕ

Одной из ключевых проблем в нейтронных исследованиях является техника детектирования нейтронов. Широко распространенные детекторы на основе ^{3}He становятся все менее доступными из-за ограничений в поставках газа. Требуются альтернативные виды детекторов, которые могут обеспечить разумную эффективность обнаружения нейтронов в широком диапазоне энергий, ограниченную чувствительность или способность к дискриминации в отношении γ-квантов и малое “мертвое время” регистрации. Известные в настоящее время сцинтилляционные материалы не в полной мере отвечают этим требованиям. Широко используемый сцинтилляционный экран ^{6}LiF/ZnS(Ag) плохо пропускает собственное излучение и обладает большим мертвым временем регистрации – около 2.5 мкс [1]. Новые нейтронные сцинтилляторы, разработанные в последние годы, дороги и могут быть изготовлены только в небольших объемах [2]. Поэтому в настоящее время вновь возрос интерес к хорошо известным литиевым стеклам.

Литиевые стекла прозрачны, обладают высокой эффективностью и малым временем высвечивания, но при этом имеют достаточно высокий уровень чувствительности к γ-квантам. Работы по снижению γ-чувствительности стеклянных сцинтилляторов ведутся в двух основных направлениях. Первое направление – это создание гетерогенных сцинтилляторов на основе литиевых стекол с разнообразными геометриями и оптическими характеристиками, в частности, для задач контроля над перемещением ядерных материалов [3–5]. Второе направление – поиск методов цифровой обработки сигналов для разделения импульсов от нейтронов и γ-квантов [6, 7].

Для разработки современного детектора с пониженной γ-чувствительностью необходимо иметь возможность цифрового моделирования структуры прибора и методов обработки сигнала. В предлагаемой работе описывается Монте-Карло-модель детектора на основе гомогенного стеклянного сцинтиллятора с ^{6}Li (NE 912) и фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.) XP 2262. Цель создания модели – уточнение параметров сцинтиллятора и создание инструмента для разработки детекторов с пониженной чувствительностью к γ-квантам.

В работе рассматривается детектор, предназначенный для регистрации тепловых нейтронов. При моделировании учитывались геометрическая форма, отражатель, световод и оптические

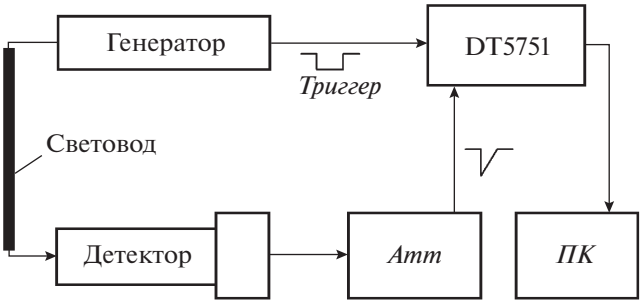

Рис. 1. Схема, использованная при калибровке ф.э.у. Световой импульс от генератора поступает по световоду на входное окно фотоумножителя. На входы 10-битного дигитайзера CAEN DT5751 через аттенюатор *Атт* поступают сигнал с анода ф.э.у. и триггерный сигнал с генератора световых вспышек. *ПК* – персональный компьютер.

контакты. Сцинтиллятор, используемый в работе, не производится много лет, однако по настоящее время в эксплуатации находится значительное количество высококлассных приборов, например [8, 9], характеристики которых могут быть значительно улучшены с применением современных способов подавления γ-чувствительности. Верификация модели проводилась при экспозиции детектора на пучке тепловых нейтронов реактора ИБР-2 и источнике γ-квантов ^{60}Co.

Световой импульс моделировался программой Geant4 в соответствии с конструкцией детектора. Для расчета сигнала на выходе ф.э.у. выполнялась свертка оптического сигнала с одноэлектронным импульсом детектора. Затем смоделированные сигналы сравнивались с экспериментальными данными.

ДЕТЕКТОР

В работе использовался детектор на базе литиевого стекла NE 912, (Nuclear Enterprises) и фотоумножителя XP 2262B (Photonis) с делителем напряжения S563/L (Philips). Линейность ф.э.у. в области токов, при которых проводились измерения, по данным производителя не хуже 2%. Сцинтиллятор ∅40 и толщиной 2 мм сопрягался с фотоумножителем через цилиндрический световод из оргстекла ∅40 и длиной 25 мм. Оптические контакты световод–сцинтиллятор и световод–входное окно ф.э.у. обеспечивались оптической смазкой BC-630 (Bicron). Световод со сцинтиллятором размещались в цилиндре из фторопласта. Входное окно детектора располагалось на поверхности сцинтиллятора и состояло из установленных последовательно диффузного и зеркального отражателей общей толщиной 0.08 г/см^2.

Абсолютная калибровка ф.э.у. со спектрометрическим каналом осуществлялась по методу, изложенному в [10, 11]. Метод заключается в анализе спектров, зарегистрированных при облучении фотокатода вспышками света малой интенсивности (рис. 1). Энергия вспышки регулировалась амплитудой импульса на светодиоде, длительность прямоугольного импульса составляла 30 нс при частоте 1 кГц. Выходной сигнал ф.э.у. регулировался по амплитуде коаксиальным аттенюатором. Сигналы регистрировались 10-битным аналого-цифровым преобразователем (а.ц.п.) CAEN DT5751 с использованием внешнего триггера от генератора вспышек. Ширина окна записи данных равнялась 500 нс, и окно записи начиналось за 250 нс от триггера. Область интегрирования сигнала составляла 100 нс и начиналась на 50 нс раньше триггерного сигнала.

Для деконволюции таких спектров используется функция отклика, построенная в работе [12]:

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \left\{ \frac{(1-w)}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp\left[\frac{(x - nQ_1 - Q_0)^2}{-2\sigma_n^2} \right] + w\theta(x - Q_0)\alpha \exp[-\alpha(x - Q_0)] \right\}. \quad (1)$$

Выражение (1) описывает следующие компоненты экспериментального спектра:

• Пьедестал, характеризующий фоновые процессы первого типа. Описывает шумы измерительного тракта, когда ни один фотоэлектрон не образовался на фотокатоде (например, флуктуации анодного тока). Пьедестал описывается нормальным распределением с математическим ожиданием Q_0 и стандартным отклонением σ_0.

• Вклады от спектров с числом фотоэлектронов в импульсе равным n. Каждый спектр описывается нормальным распределением с математическими ожиданиями Q_n и стандартным отклонением σ_n.

• Фоновые процессы второго типа представляют собой дискретные шумы. Вклад таких процессов описывается убывающей экспонентой с постоянной α.

Символом μ обозначено среднее количество фотоэлектронов, собранных на первом диноде; вероятность сопровождения измеряемого сигнала фоновыми процессами второго типа обозначена как w; $\theta(x)$ – функция Хэвисайда. При этом

$$Q_n = Q_0 + nQ_1 \text{ и } \sigma_n = \sqrt{n}\sigma_1.$$

Результаты аппроксимации показаны на рис. 2.

Калибровка ф.э.у. проводилась по спектру единичного электрона, первый момент спектра был определен с точностью 0.4%.

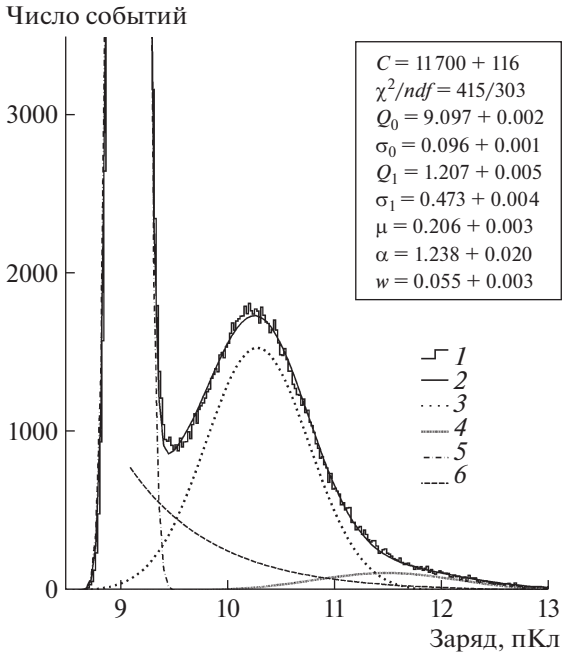

Рис. 2. Спектр импульсов, зарегистрированный при калибровке ф.э.у.: *1* – данные измерений; *2* – результат аппроксимации по формуле (1); *3* – распределение зарядов от единичного электрона; *4* – распределение зарядов от 2 и 3 фотоэлектронов; *5* – пьедестал; *6* – фоновые процессы второго типа.

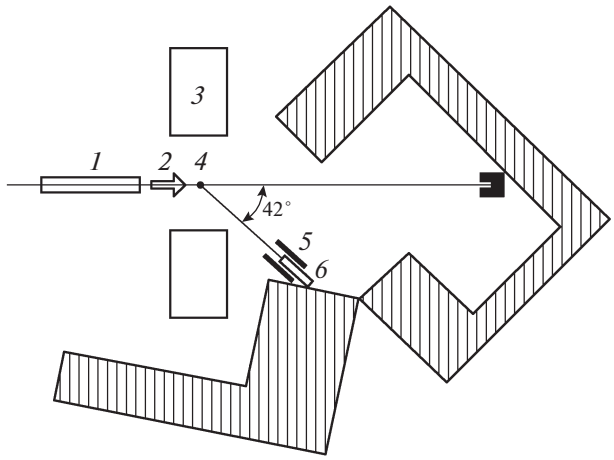

Рис. 3. Схема эксперимента на пучке тепловых нейтронов. *1* – нейтроновод; *2* – пучок тепловых нейтронов; *3* – вспомогательное оборудование; *4* – рассеиватель из реакторного графита; *5* – защита детектора; *6* – детектор.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения с нейтронами проводились на пучке дифрактометра FSS (13-й канал реактора ИБР-2) [13]. Схема эксперимента представлена на рис. 3. При экспозиции детектора на пучке тепловых нейтронов он устанавливался в защитную камеру из свинца и борированного полиэтилена. Детектор устанавливался под углом 42° к оси пучка. Первичный нейтронный пучок рассеивался на мишени ∅20 мм, изготовленной из реакторного графита, в котором отсутствуют примеси изотопов бора, порождающих γ-кванты при захвате тепловых нейтронов.

Непосредственно к анодному выходу ф.э.у. через кабель длиной 1.5 м подключался а.ц.п. CAEN DT5751. При записи использовался внутренний триггер с порогом 45 мВ. Окно записи составляло 2000 нс и начиналось за 280 нс до триггера. Высоковольтное питание подавалось от блока NDT 1470 CAEN. Управление а.ц.п. и источником высокого напряжения, а также накопление данных осуществлялось с помощью промежуточного компьютера, находившегося непосредственно у детектора. Общее управление экспериментом велось с удаленного компьютера по сети Internet. Средняя частота регистрации нейтронов была на уровне 600 $с^{-1}$.

По аналогичной методике были проведены измерения с радиоактивным источником ^{60}Co. Источник активностью 46.3 кБк в оправе располагался у входного окна детектора на расстоянии 16.0 мм от передней поверхности сцинтиллятора. Конфигурация электроники и параметры регистрации были такими же, как и при регистрации нейтронов. Средняя частота регистрации γ-квантов была на уровне 500 $с^{-1}$.

При интегрировании сигнала окно обработки начиналось за 30 нс от триггера, и его длительность составляла 450 нс. Предварительная обработка сигналов осуществлялась в три этапа. На первом этапе проводился отбор по базовой линии. Поскольку при отсутствии шумов базовая линия не должна менять своего значения, то было установлено следующее ограничение: если для начальных 250 нс значение базовой линии отличалось более, чем на 0.5%, такой сигнал не использовался. Второй этап – отбор по положению пика импульса. При использовании внутреннего триггера положение сигнала относительно окна обработки должно быть постоянным. В тех случаях, когда сигнал смещался на большее расстояние от начала окна, событие не использовалось из-за неполного интегрирования сигнала. На третьем этапе события сортировались по длительности. Шумовые сигналы ф.э.у. значительно короче сигналов от сцинтиллятора, поэтому отбрасывались события с длительностью на полувысоте <20 нс. Спектры, полученные в результате обработки, приведены на рис. 4.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСВЕЧИВАНИЯ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Построение цифровой модели детектора и исследование возможностей разделения сигналов от

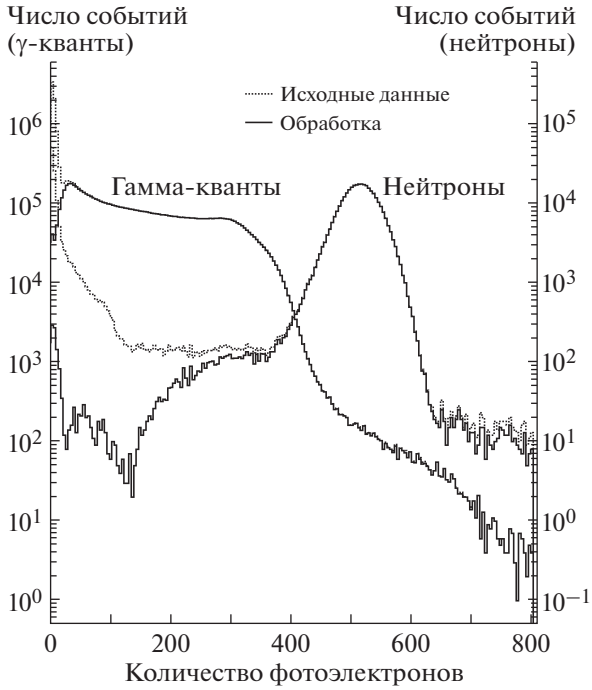

Рис. 4. Спектры сигналов от ^{60}Co и тепловых нейтронов до и после обработки, совмещенные на оси, прокалиброванной в единицах фотоэлектронов.

нейтронов и γ-квантов требуют сведений о характеристиках высвечивания сцинтиллятора. В литературе такие сведения можно найти только частично [14]. Для построения усредненной формы импульса сцинтиллятора от нейтронов и γ-квантов суммировалось по 400 импульсов с близкой амплитудой для каждого типа возбуждения. Совмещение импульсов на временной шкале осуществлялось по точке, соответствующей середине фронта. Полученные формы импульсов использовались для определения параметров высвечивания сцинтиллятора во временном окне 50–450 нс.

Известно, что форма сигнала от сцинтилляционного детектора определяется сверткой функции высвечивания сцинтиллятора с функцией отклика ф.э.у. и регистрирующей системы [15].

Для случая одной постоянной высвечивания форма импульса может быть представлена разностью двух экспоненциальных слагаемых, одно из которых соответствует эквивалентной постоянной времени анодной цепи *RC*, соединительного кабеля и входных цепей электроники, и другое – постоянной высвечивания сцинтиллятора.

В нашем случае сцинтиллятор обладает двумя быстрыми компонентами высвечивания и одной медленной компонентой, описывающей послесвечение, следовательно, форма импульса может быть описана суммой четырех слагаемых:

$$\begin{aligned} L = {} & A\{\exp[-\theta(t-t_0)] - \exp[-\lambda_1(t-t_0)]\} + \\ & + B\{\exp[-\theta(t-t_0)] - \exp[-\lambda_2(t-t_0)]\} + \\ & + C\{[-\theta(t-t_0)] - \exp[-\lambda_3(t-t_0)]\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\lambda = 1/\tau$ – постоянная высвечивания сцинтиллятора, λ_1, λ_2 – быстрые компоненты, λ_3 – послесвечение; θ – постоянная времени анода; t_0 – время начала импульса; *A*, *B* и *C* – амплитуды компонент высвечивания. Усредненные импульсы детектора для различных типов возбуждения фитировались по формуле (2). Значения времен высвечивания и амплитуд, полученных в результате аппроксимации, приведены в табл. 1 в сравнении с данными из литературы [14] и проиллюстрированы на рис. 5.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТЕКТОРА

Для моделирования методом Монте-Карло спектров энергии и сигналов, зарегистрированных в детекторе при экспозиции тепловыми нейтронами и γ-квантами, использовались программный пакет Geant4 version 10.06.p01 [16] и ряд стандартных пакетов физических процессов, созданных в ЦЕРН для моделирования детекторов. С помощью Geant4 можно моделировать весь процесс прохождения частиц через детектор, рождение оптических фотонов и их прохождение через различные элементы детектора. Geant4 включает ряд пакетов

Таблица 1. Характеристики высвечивания сцинтиллятора NE 912 при возбуждении тепловыми нейтронами и γ-квантами: эксперимент и работа [14]

Нейтроны			
Номер компоненты	1	2	3
Амплитуда (эксперимент)	0.39	0.53	0.08
Время высвечивания, нс (эксперимент)	15	56	303
Время высвечивания, нс [14]	18	55	–
γ-кванты			
Номер компоненты	1	2	3
Амплитуда (эксперимент)	0.54	0.43	0.03
Время высвечивания, нс (эксперимент)	40	84	867

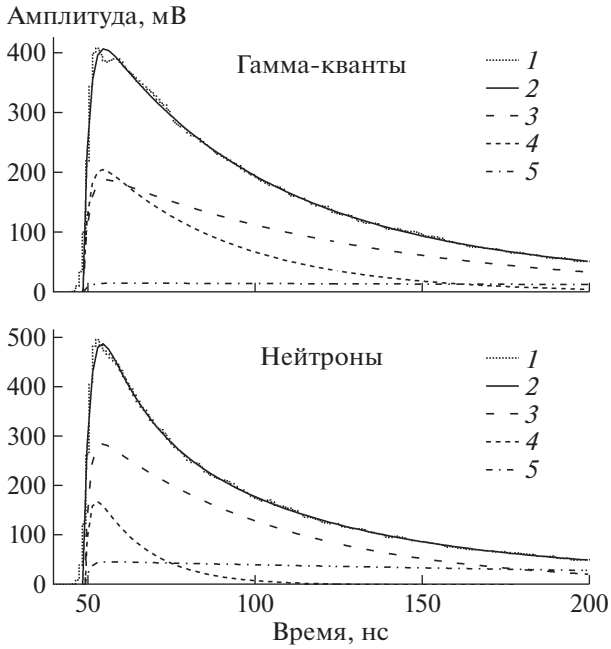

Рис. 5. Усредненные импульсы, зарегистрированные в эксперименте при возбуждении сцинтиллятора γ-квантами и нейтронами: *1* – усредненная форма зарегистрированных импульсов; *2* – результат аппроксимации по формуле (2); *3* – медленная компонента высвечивания; *4* – быстрая компонента высвечивания; *5* – послесвечение.

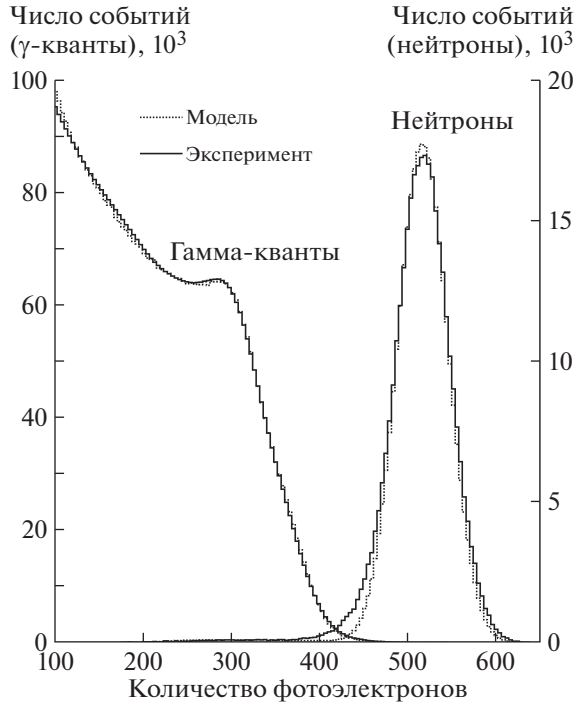

Рис. 6. Сравнение модельного и экспериментального спектров событий от γ-квантов ^{60}Co и тепловых нейтронов, совмещенных на оси, прокалиброванной в единицах фотоэлектронов.

для моделирования электромагнитных взаимодействий частиц с веществом, специализированных для различных типов частиц, области энергий и используемой физической модели. В нашей работе мы рассматриваем только γ-кванты и тепловые нейтроны и используем стандартный пакет электромагнитных процессов G4EmStandardPhysics_option4 и пакет неупругих процессов (в том числе для нейтронов до 20 МэВ) G4HadronPhysicsQGSP_BERT_HP.

Основываясь на начальном спектре, для каждой частицы алгоритм определяет полную энергию, выделенную в сцинтилляторе. Световые импульсы от нейтронов и γ-квантов генерировались с использованием значений амплитуд и постоянных высвечивания сцинтиллятора из табл. 1. Полное число фотоэлектронов в импульсе использовалось для построения зарядового спектра событий.

Для моделирования передачи оптических фотонов, включая рассеяние, а также поглощение, отражение и преломление на границах оптических сред, использовались геометрические характеристики детектора, длины поглощения и оптические свойства поверхностей раздела. При моделировании поведения фотонов на границах раздела сред использовалась UNIFIED Model. Модель учитывает все аспекты обработки поверхностей и отражающих покрытий. Сравнение экспериментального спектра с результатом моделирования для γ-квантов от источника ^{60}Co и тепловых нейтронов показано на рис. 6.

Общее согласие между экспериментальными и смоделированными данными для γ-квантов достаточно хорошее, за исключением области малых переданных энергий. Различие объясняется тем, что в описании геометрии установки не учитывались вспомогательные элементы узла источника (корпус, заглушки, крепления и пр.), которые вносят искажения в поток частиц. Точное моделирование этих элементов требует значительных ресурсов. Для нейтронов хорошее согласие наблюдается в центральной области спектра. Различие между экспериментальными и смоделированными данными в области малых переданных энергий связано, по нашему мнению, с неоднородностью конверсионной эффективности по объему сцинтиллятора.

Световыход сцинтиллятора NE 912 при регистрации электронов был измерен в работе [17] и равен $L_e = 3257$ фотонов/МэВ. Спектры событий, зарегистрированных на пучке тепловых нейтронов и полученных при моделировании, в центральной части хорошо описываются нормальным распределением. Это обстоятельство позволило, варьируя значение световыхода сцинтиллятора при регистрации нейтронов, провести точную подгонку модельного спектра к экспериментальному.

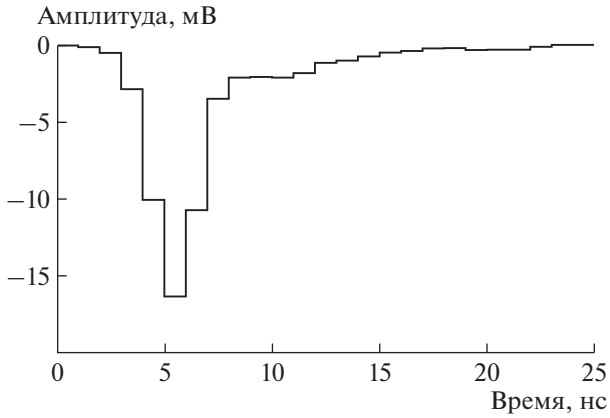

Рис. 7. Форма импульса на выходе детектора при падении на первый динод единичного фотоэлектрона.

Определенная таким образом величина световыхода для нейтронов равна L_n = 1048 фотонов/МэВ. Значение квенчинг-фактора при регистрации нейтронов, полученное исходя из этих значений: QF = 0.32.

Распределение числа фотонов на фотокатоде задавалось при помощи записи времени прихода каждого оптического фотона на фотокатод после сцинтилляционной вспышки. Это распределение преобразовывалось в сигнал ф.э.у. с учетом функции отклика на единичный фотоэлектрон. Форма импульса единичного электрона была получена с использованием набора данных, зарегистрированных при калибровке ф.э.у. Для этого проводилось суммирование 2000 импульсов, расположенных в узком диапазоне амплитуд в районе максимума одноэлектронного пика. Форма такого импульса показана на рис. 7.

Для формирования выходного сигнала детектора при моделировании выполнялась свертка светового импульса, поступающего на фотокатод, и сигнала от единичного фотоэлектрона [18]. Сигналы, полученные в результате моделирования, сравнивались с сигналами, зарегистрированными в эксперименте. Для сравнения использовались усредненные смоделированные сигналы, полученные суммированием 400 единичных импульсов.

Сходство или различие между сигналами полностью определяется коэффициентом взаимной корреляции между ними. Для количественной оценки подобия усредненного смоделированного импульса и набора экспериментальных сигналов были рассчитаны корреляционные коэффициенты Пирсона для 1500 сигналов, записанных в эксперименте как для тепловых нейтронов, так и γ-квантов. Распределения корреляционных коэффициентов приведены на рис. 8.

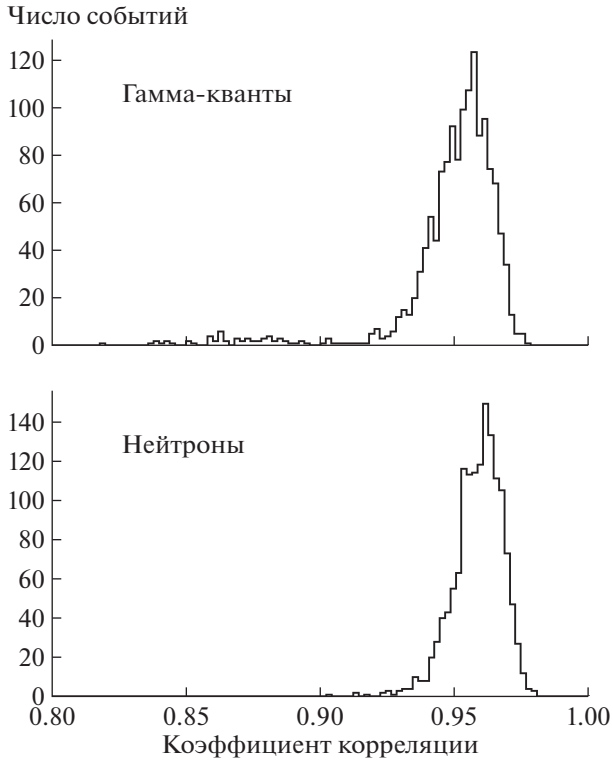

Рис. 8. Распределение корреляционных коэффициентов Пирсона для γ-квантов и нейтронов.

Результат демонстрирует высокую степень подобия модельных и экспериментальных импульсов. Среднее значение коэффициента корреляции составляет 0.96 для нейтронов и 0.95 для γ-квантов. Некоторое количество экспериментальных импульсов демонстрирует низкую степень подобия с модельным импульсом из-за статистических флуктуаций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана и верифицирована Монте-Карло-модель сцинтилляционного детектора тепловых нейтронов на основе литиевого стекла NE 912. Определены характеристики сцинтиллятора: световыход при регистрации нейтронов, квенчинг-фактор, временные параметры высвечивания. Спектры от нейтронов и γ-квантов, которые были получены методом Монте-Карло, в общем, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Все характерные особенности экспериментальных распределений воспроизводятся при моделировании, и относительные интенсивности различных участков хорошо согласуются. Точность воспроизведения формы импульсов, зарегистрированных в эксперименте, позволит исследовать γ-чувствительность детектора при использовании различных методов селекции частиц. На основе полученных результатов воз-

можны построение модели детектора с гетерогенным сцинтиллятором и разработка цифровых методов селекции частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kuzmin E.S., Balagurov A.M., Bokuchava G.D., Zhuk V.V., Kudryashev V.A.* // J. Neutron Res. 2002. V. 10. P. 31. https://doi.org/10.1080/10238160290027748
2. *Combes C.M., Dorenbos P., Van Eijk C.W.E., Krämer K.W., Güdel H.U.* // J. Luminescence. 1999. V. 82. Issue 4. P. 299.
3. *Ianakiev K.D., Hehlen M.P., Swinhoe M.T., Favalli A., Iliev M.L., Lin T.C., Bennett B.L., Barker M.T.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2015. V. A784. P. 189. https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.073
4. *Mayer M., Nattress J., Trivelpiece C., Jovanovic I.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2015. V. A784. P. 168. https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.09
5. *Rich G.C., Kazkaz K., Martinez H.P., Gushue T.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2015. V. A794. P. 15. https://doi.org/10.1016/J.NIMA.2015.05.004
6. *Zaitseva N., Glenn A., Martinez H.P., Carman L., Pawełczak I., Faust M., Payne S.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2013. V. A729. P. 747. https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.08.048
7. *Wang C.L., Riedel R.* // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 013301. https://doi.org/10.1063/1.4939821
8. *Bokuchava G.* // Crystals. 2018. V. 8. P. 318. https://doi.org/10.3390/cryst8080318
9. *Balagurov A., Balagurov D., Bobrikov I., Bogdzel A., Drozdov V., Kirilov A., Kruglov V., Kulikov S., Murashkevich S., Prikhodko V., Shvetsov V., Simkin V., Sirotin A., Zernin N., Zhuravlev V.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2018. V. B436. P. 263.
10. *Bellamy E.H., Bellettini G., Budagov J., Cervelli, F. Chirikov-Zorin I.E., Incagli M., Lucchesi D., Pagliarone C.E., Tokár S., Zetti F.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1994. V. A339. P. 468. https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-X
11. *Bellamy E.H., Belletini G., Budagov J., Cervelli F., Chiricov-Zorin I.E., Kovtun V., Incagli M., Lucchesi D., Pagliarone C.E., Pukhov J., Seminozhenko V.P., Senchishin V.S., Tokár S., Verezub N.A., Zljubovsky I.I., Zetti F.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1994. V. A334. P. 484. https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90228-3
12. *Чириков-Зорин И.Е.* Дис. ... канд. физ.-мат. наук. ОИЯИ. Дубна, 2014. https://search.rsl.ru/ru/record/01007866157
13. *Schroder J., Kudryashev V.A., Keuter J.M., Priesmeyer H.G., Larsen J., Tiitta A.* // J. Neutron Res. 1994. V. 2. № 4. P. 129. https://doi.org/10.1080/10238169408200025
14. *Fairley E.J., Spowart A.R.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1978. V. 150. P. 159.
15. *Marrone S., Cano-Ott D., Colonna N., Domingo C., Gramegna F., Gonzalez E.M., Gunsing F., Heil M., Kappeler F., Mastinu P.F., Milazzo P.M., Papaevangelou T., Pavlopoulos P., Plag R., Reifarth R., Tagliente G., Tain J.L., Wisshak K.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. V. A490. 2002. P. 299. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01063-X
16. Geant4. A Simulation Toolkit. https://geant4.web.cern.ch/support/download
17. *Dalton A.W.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1987. V. A254. P. 361.
18. *Haoyang Xing, Xunzhen Yu, Jingjun Zhu, Li Wang, Jinglu Ma, Shukui Liu, Linwei Li, Liejian Chen, Changjian-Tang, Qian Yue* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2014. V. A768. P. 1. https://doi.org/10.1016/J.NIMA.2014.08.049

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 32–39

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074 +539.12-173

ПАССИВНАЯ ЗАЩИТА НЕЙТРИННОГО ДЕТЕКТОРА РЭД-100

© 2021 г. Д. Ю. Акимов[a], И. С. Александров[a,b], В. А. Белов[a,c], А. И. Болоздыня[a,*], Ю. В. Ефременко[d], А. В. Этенко[a,e], А. В. Галаванов[a,f], Д. В. Гусс[a], Ю. В. Гусаков[a,f], Dj. E. Kdib[a], А. В. Хромов[a], А. М. Коновалов[a,c], В. Н. Корноухов[a,g], А. Г. Коваленко[a,c], А. А. Козлов[a], Е. С. Козлова[a,c], А. В. Кумпан[a], А. В. Лукьяшин[a,h], А. В. Пинчук[a], О. Е. Разуваева[a,c], Д. Г. Рудик[a], А. В. Шакиров[a], Г. Е. Симаков[a,c], В. В. Сосновцев[a], А. А. Васин[a]

[a] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" (Московский инженерно-физический институт) Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31*

[b] *Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия*

[c] *Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*

[d] *Department of Physics and Astronomy, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee, USA*

[e] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

[f] *Объединенный институт ядерных исследований, Дубна Московской обл., Россия*

[g] *Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия*

[h] *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

**e-mail: aibolozdynya@mephi.ru*

Поступила в редакцию 29.10.2020 г.
После доработки 06.11.2020 г.
Принята к публикации 09.11.2020 г.

Разработана и построена комбинированная пассивная защита эмиссионного двухфазного нейтринного детектора РЭД-100, обеспечивающая подавление внешнего γ-фона и нейтронного фона. Защита представляет собой слой меди толщиной 5 см (внутренний слой – вблизи детектора) и слой воды суммарной толщиной (включая пространство внутри слоя меди) ~70 см. Выполнено моделирование методом Монте-Карло эффективности защиты и проведена экспериментальная проверка в лабораторных условиях с помощью сцинтилляционного детектора NaI(Tl) рассчитанного коэффициента ослабления γ-фона медной защитой, а также рассчитан коэффициент подавления γ-фона для полной защиты.

DOI: 10.31857/S0032816221020105

ВВЕДЕНИЕ

Упругое когерентное рассеяние нейтрино (у.к.р.н.) на атомном ядре было предсказано в рамках Стандартной модели в 1974 г. практически одновременно американским [1] и советскими [2] учеными. В этом процессе нейтрино взаимодействует не с отдельными нуклонами ядра, а с ядром в целом и передает ему часть кинетической энергии. Единственным детектируемым продуктом этой реакции является ядро отдачи (точнее, атом отдачи) с очень слабой сигнатурой – кинетической энергией в килоэлектронвольтном и субкилоэлектронвольтном энергетических диапазонах. По этой причине процесс у.к.р.н. на атомном ядре был обнаружен только в 2017 г. коллаборацией COHERENT на ядрах Cs и I, несмотря на его большое (по сравнению с другими нейтринными взаимодействиями) сечение [3].

Совсем недавно коллаборация COHERENT сообщила о наблюдении данного процесса на ядре аргона [4]. В этих экспериментах, проводимых в Национальной лаборатории Oak Ridge, США, наблюдались события у.к.р.н., вызванные смесью нейтрино трех типов относительно высоких энергий от импульсного протонного источника, обра-

зующихся в распадах π^+-мезонов в состоянии покоя. Исследование процесса у.к.р.н. с помощью реакторных нейтрино представляет особый интерес, поскольку ядерный реактор является источником нейтрино одного определенного типа (электронных антинейтрино) и по сравнению с ускорительным экспериментом позволяет расширить энергетический диапазон исследования процесса у.к.р.н. в область более низких энергий нейтрино, что дает практически полную когерентность рассеяния. Это важно для проверки теоретических предсказаний зависимости сечения процесса у.к.р.н. от энергии нейтрино и от числа нейтронов в ядре.

Наблюдение реакторных антинейтрино через у.к.р.н. на атомном ядре является сложной задачей, требующей регистрации значительно более слабых сигналов, чем в эксперименте на ускорителе, в присутствии фона от космических мюонов, быстрых нейтронов и γ-квантов окружающей среды. Несмотря на имеющиеся сложности, в этом направлении активно работают несколько экспериментальных групп: CONUS, TEXONO, νGeN [5–7], использующие детекторы из высокочистого германия; MINER, RICOCHET, ν-cleus [8–10], работающие с болометрами при температурах несколько десятков милликельвин, а также CONNIE, которая применяет для идентификации частиц малошумящее устройство с зарядовой связью [11].

В настоящее время нами осуществляется подготовка эксперимента по регистрации процесса у.к.р.н. на атомном ядре Xe при помощи эмиссионного двухфазного детектора РЭД-100, содержащего более 100 кг ксенона в активной части детектора. Эмиссионный двухфазный метод регистрации частиц был предложен 50 лет назад советскими учеными [12]. Детекторы такого типа используются в современных экспериментах по прямому поиску темной материи и регистрации нейтрино в подземных лабораториях [13–17]. Этот метод позволяет регистрировать сверхмалые ионизационные сигналы вплоть до сигналов, производимых одиночными электронами ионизации, что как раз и отвечает поставленной задаче наблюдения процесса у.к.р.н. на атомном ядре [18]. Использование тяжелых ядер ксенона в качестве мишени представляет особый интерес для изучения процесса у.к.р.н. на атомном ядре, поскольку ксенон имеет практически самое тяжелое атомное ядро среди веществ, из которых могут быть построены детекторы, чувствительные к энерговыделению в субкилоэлектронвольтной области. При этом процесс у.к.р.н. на атомном ядре ксенона имеет самое большое сечение.

Детектор РЭД-100 [19] будет установлен под реактором ВВЭР-1000 4-го энергоблока Калининской атомной электростанции (КАЭС) на расстоянии 19 м от активной зоны реактора. Тепловая мощность реактора составляет 3 ГВт, поток антинейтрино в месте расположения детектора $\sim 10^{13}$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$.

В статье описана конструкция пассивной защиты для детектора РЭД-100, результаты проверки в лабораторных условиях правильности моделирования медной составляющей этой защиты и результаты моделирования эффективности полной защиты по отношению к внешнему γ-фону. Эффективность защиты по отношению к нейтронному фону на станции в данной работе не рассматривается, поскольку такой расчет требует исходных экспериментальных данных по нейтронному фону в планируемом месте проведения эксперимента.

В силу того что у нас не было технической возможности испытать полную защиту в сборе до перевозки установки на КАЭС, были выполнены следующие исследования: измерены γ-фон в лаборатории НИЯУ МИФИ при помощи сцинтилляционного детектора NaI(Tl), собственный γ-фон этого детектора, а также γ-фон внутри медной защиты. Затем было проведено моделирование методом Монте-Карло измеренного внешнего фона с извлечением из полученной аппроксимации концентраций основных источников γ-квантов: U/Th распадных цепочек и ^{40}K в бетоне пола лаборатории. На основании этого было проведено моделирование ослабления γ-фона медной защитой и сравнение энергетического спектра полученного модельного фона с измеренным спектром внутри медной защиты. Окончательная эффективность полной защиты была получена моделированием после добавления водной защиты к защите из меди.

ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА КОНСТРУКЦИИ ПАССИВНОЙ ЗАЩИТЫ ДЕТЕКТОРА РЭД-100

Нашей задачей являлось создание относительно компактной и легкой (в связи с лимитированной нагрузкой на пол в помещении станции), пожаробезопасной и дешевой защиты от внешнего радиационного фона, который представлен следующими основными компонентами:

• γ-квантами и нейтронами от естественных радиоактивных источников в веществе здания станции и конструкциях (вклад радиационного фона от реактора станции в месте расположения установки не является существенным);

• нейтронами, образующимися при взаимодействии космических мюонов с веществом здания станции и конструкциями.

Идеальной пассивной защитой от вышеперечисленных источников мог бы служить водяной бак большого размера (диаметром ~10 м), заполненный чистой водой, подобный тем, которые ис-

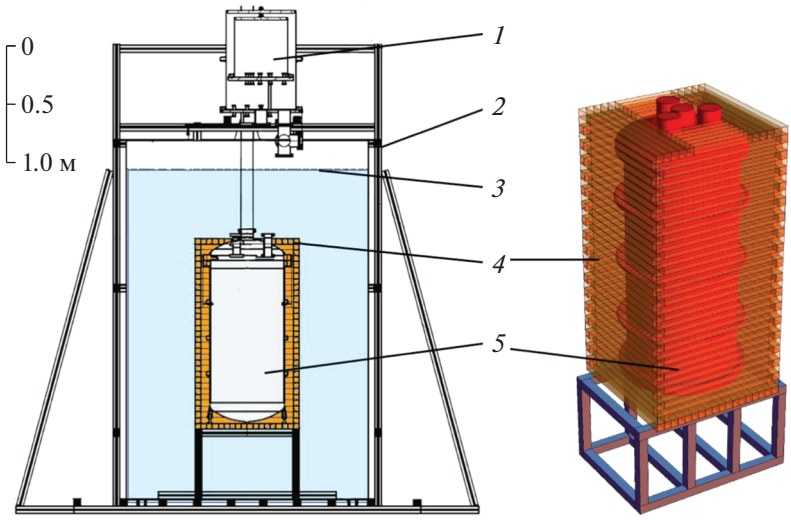

Рис. 1. Радиационная защита детектора РЭД-100. *1* – сосуд Дьюара термосифона; *2* – опорная рама; *3* – резервуар с водой; *4* – медная защита; *5* – корпус титанового криостата детектора РЭД-100.

пользуются в современных экспериментах по поиску темной материи в подземных лабораториях. Однако, принимая во внимание упомянутые выше ограничения, разместить в помещении станции резервуар диаметром более ~2 м с водой не представляется возможным. При таком диаметре толщина слоя воды между стенками детектора и бака (~0.75 м) оказывается недостаточной для полного поглощения γ-квантов высоких энергий.

В связи с этим было принято решение расположить дополнительный слой защиты из вещества с высоким значением Z толщиной 5 см на минимально возможном расстоянии от корпуса детектора, что обеспечивало минимальную массу защиты при ее заданной толщине. Были рассмотрены варианты медной и свинцовой защиты, и выбор материала был сделан в пользу меди. Основными аргументами при этом были следующие:

• для свинца удельный выход рождения нейтронов на один космический мюон составляет $(7.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}$ г$^{-1}$ · см^2, что более чем в 3 раза превосходит соответствующую величину для меди $(2.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$ г$^{-1}$ · см^2 [20];

• медь является намного более чистым материалом по сравнению со свинцом по содержанию радиоактивных примесей.

Схема пассивной защиты детектора РЭД-100 показана на рис. 1. Резервуар *3* с водой представляет собой мягкий бак из армированного пластика диаметром 2.2 м, установленный внутри восьмигранной (в горизонтальном сечении) поддерживающей рамы *2*, выполненной из алюминиевого конструкционного профиля AL-PS-6060-A сечением 6 × 6 см^2. Детектор РЭД-100 (*5*) и окружающая его медная защита *4* установлены в центре бака на постаменте из алюминиевого профиля высотой 0.6 м (см. рис. 1 справа). Полное расстояние от детектора до пола составляет 0.87 м.

Медная защита собрана из брусков размером 0.05 × 0.05 × 0.85 м, соединенных стальными штифтами. Внешние габариты медной защиты составляют 0.9 × 0.9 × 1.6 м. Система охлаждения и термостабилизации детектора на основе термосифона *1* (см. подробное описание в [21]) вынесена за пределы водяной защиты. Трубки охлаждения термосифона проходят внутри сильфона, подсоединенного к центральному фланцу детектора на верхней крышке криостата детектора.

Металлорукава (на рис. 1 не показаны), соединенные с тремя другими фланцами, служат для заполнения детектора ксеноном, подвода высоковольтного питания к детектору и вывода сигналов при помощи коаксиальных кабелей. Все перечисленные коммуникации с детектором проходят через прямоугольное окно размером 0.45 × 0.4 м в верхней части медной защиты. С учетом квадратного сечения медной защиты среднее расстояние между медной защитой и стенкой водяного бака составляет примерно 0.6 м, а между медной защитой и стенкой детектора ~0.1 м.

ИЗМЕРЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ γ-ФОНА

Оценка эффективности пассивной защиты от внешнего γ-фона требует знания энергетического спектра этого фона в месте ее установки. Согласно измерениям [22], проведенным группой DANNS в помещении КАЭС, расположенном над местом размещения установки РЭД-100, спектр и интенсивность γ-фона практически не отличаются от

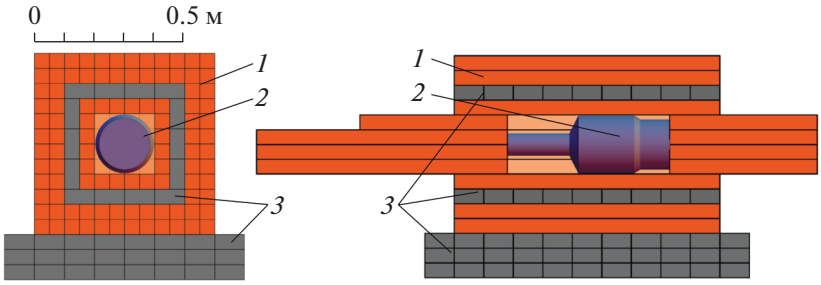

Рис. 2. Комбинированная свинцово-медная защита для измерения собственного фона сцинтилляционного детектора NaI(Tl). *1* – медь; *2* – детектор NaI(Tl); *3* – свинец.

соответствующих характеристик естественного фона, производимого γ-источниками от U/Th распадных цепочек и ^{40}K в бетоне. В связи с этим для определения эффективности пассивной защиты от внешнего γ-фона нами были проведены измерения γ-фона вне и внутри полностью собранной медной защиты в лаборатории НИЯУ МИФИ.

Измерения проводились с помощью сцинтилляционного детектора на основе кристалла NaI(Tl) в форме цилиндра размером ∅150 × 100 мм. Сигналы с детектора усиливались и формировались при помощи спектрометрического усилителя ORTEC 570, после чего подавались на многоканальный анализатор импульсов ORTEC MCA-927, управляемый при помощи программного обеспечения MAESTRO [23]. Данное программное обеспечение позволяло определять “живое” время измерений, что дало возможность сравнивать интенсивность γ-фона снаружи и внутри защиты.

Перед проведением измерений спектрометрический тракт был откалиброван при помощи источников γ-излучения ^{22}Na (511 кэВ, 1275 кэВ), ^{40}K (1461 кэВ) и ^{232}Th (с хорошо выделенной линией 2615 кэВ от ^{208}Tl). Бета-частицы, испускаемые этим источником одновременно с γ-квантами, поглощались тефлоновой пластиной толщиной 1 см. Во время калибровочных измерений с источником ^{232}Th, имеющим малую интенсивность, а также при измерении собственного фона детектор NaI(Tl) был помещен внутри толстой пассивной комбинированной защиты из свинца и меди (рис. 2), обеспечивающей подавление внешнего фона γ-излучения на несколько порядков величины. Для достижения стабильных характеристик спектрометрического тракта перед проведением измерений проводился длительный (3–5 ч) прогрев оборудования.

Результат калибровки энергетической шкалы спектрометрического тракта детектора NaI(Tl) и проверки ее линейности приведен на рис. 3а. Из графика видно, что энергетическая шкала линейна во всем диапазоне измерений γ-фона (см. ниже). На рис. 3б показана зависимость энергетического разрешения детектора от энергии γ-квантов, которая была аппроксимирована формулой:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}},$$

где E – энергия γ-кванта; σ – стандартное среднеквадратичное отклонение по энергии; a и b – параметры, значения которых приведены на врезке к рис. 3б. Данная зависимость энергетического разрешения детектора от энергии γ-квантов учитывалась при моделировании методом Монте-Карло γ-фона.

Измеренное энергетическое распределение событий радиационного фона в лаборатории в диапазоне энергий 0.4–5 МэВ показано на рис. 4 в виде залитой фоном гистограммы *1*. Детектор находился на полу лаборатории без какой-либо защиты. Для аппроксимации данного распределения составляющими от отдельных γ-источников было проведено моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета GEANT4 [24, 25]. В модельном эксперименте были заданы радионуклиды в цепочках распада ^{238}U, ^{232}Th и ^{40}K. Концентрации этих элементов варьировались в качестве свободных параметров, и было принято, что промежуточные продукты распада в указанных цепочках находятся в равновесии.

В модели радионуклиды были равномерно распределены в бетонном полу (основном источнике γ-фона в лаборатории) размером 6 × 6 м и толщиной 0.5 м. Выбор данной толщины обусловлен тем, что, как было показано при моделировании, потоком γ-квантов от более глубоких слоев можно пренебречь. Как и во время измерений, детектор в модели находился на полу. Кроме вклада γ-излучения от перечисленных выше радионуклидов, при аппроксимации был учтен фон детектора, измеренный отдельно внутри свинцово-медной защиты, включающий в себя собственный γ- и β-фон детектора и низкоэнергетическую часть спектра энерговыделения от космических мюонов.

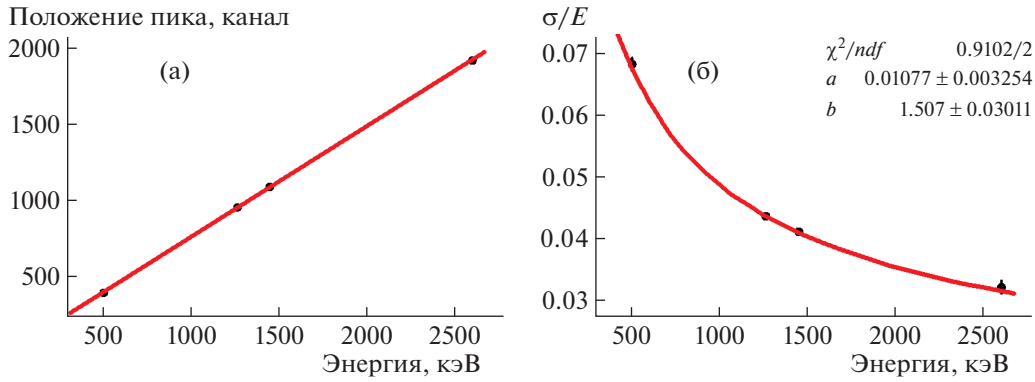

Рис. 3. Результат калибровки спектрометрического тракта детектора Na(Tl): **а** – линейность энергетической шкалы; **б** – зависимость энергетического разрешения от энергии γ-квантов. Ошибки измерений (если не показаны) меньше размеров экспериментальных точек.

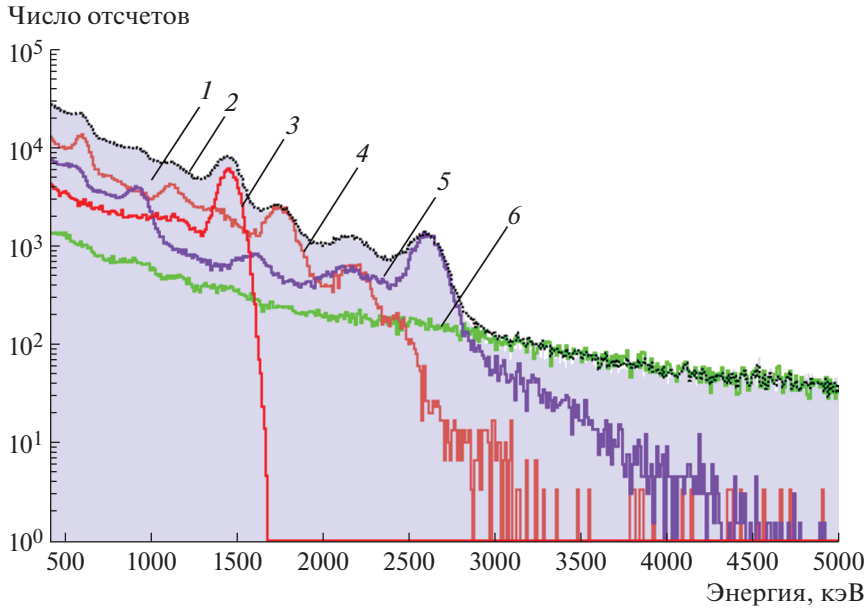

Рис. 4. Измеренный радиационный фон в лабораторном помещении (*1*) и его модельная аппроксимация (*2*) вкладом от изотопов ^{40}K (*3*), ^{238}U (*4*), ^{232}Th (*5*), включая также собственный фон детектора NaI(Tl) и фон от космических мюонов (*6*).

В результате проведенного моделирования было получено, что экспериментальный фоновый спектр хорошо аппроксимируется суммарной гистограммой *2*, если в материале пола присутствуют ^{238}U, ^{232}Th и ^{40}K в концентрациях (44 ± 1), (21 ± 1) и (203 ± 1) Бк/кг соответственно. Компоненты фона от этих радионуклидов показаны на рис. 4 гистограммами *4*, *5* и *3* соответственно. Полученные концентрации U/Th и K типичны для грунта и бетона [22, 26, 27].

Опорная рама, расположенная в непосредственной близости к защите, изготовленная из стандартного алюминиевого сплава и имеющая значительную массу, потенциально может содержать высокие концентрации радионуклидов, являющихся источниками γ-фона. Поэтому 52-граммовый образец алюминиевого профиля был отправлен в подземную Баксанскую нейтринную обсерваторию для измерений на сверхнизкофоновом HPGe-детекторе [28]. На основании проведенных измерений было получено, что вклад в γ-фон лаборатории от материала, из которого изготовлена опорная рама, невелик, и им можно пренебречь при моделировании фона.

Измеренное распределение по энергии событий радиационного фона внутри полностью собранной медной защиты показано на рис. 5 в виде залитой фоном гистограммы *1*. Модельный γ-фон

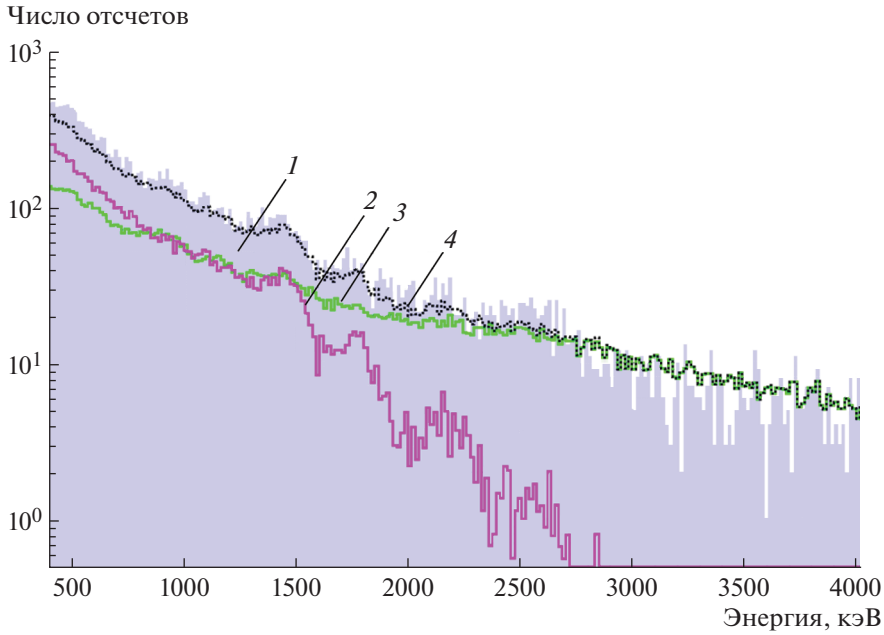

Рис. 5. Радиационный фон внутри медной защиты: *1* – измеренный фон; *2* – модельный γ-фон; *3* – собственный фон детектора NaI(Tl) и фон от космических мюонов; *4* – сумма компонент (*2*) и (*3*).

внутри защиты *2* был получен, исходя из приведенных выше концентраций изотопов ^{238}U, ^{232}Th и ^{40}K для бетонного пола. Результирующий модельный фон *4* определен как сумма γ-фона *2* и фона *3*, представляющего собой измеренный внутри свинцово-медной защиты собственный фон детектора NaI(Tl) и фон от космических мюонов. Рисунок 5 демонстрирует хорошее согласие величин и форм экспериментального и модельного спектров радиационного фона внутри медной защиты.

Незначительное превышение экспериментального фона над модельным, по всей видимости, обусловлено неучтенным вкладом радионуклидных источников γ-фона в других местах лаборатории, а также наличием возможных небольших щелей между медными брусками защиты. Данный этап исследования показал нам правильность созданной математической модели медной защиты и распределения источников в лаборатории.

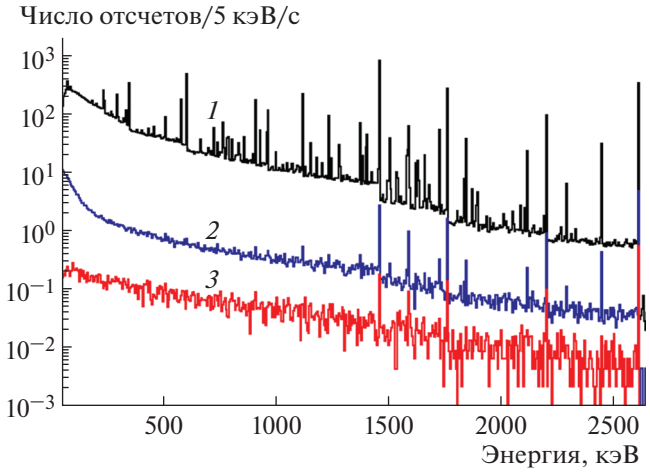

Рис. 6. Модельный γ-фон вне (*1*) и внутри (*2*, *3*) пассивной защиты – водяного бака на внешней стороне криостата детектора РЭД-100 без медной защиты (*2*) и с медной защитой (*3*).

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОЛНОЙ ЗАЩИТЫ

Последним шагом в данном исследовании было моделирование полной комбинированной защиты (см. рис. 1), включающей в себя воду и медь. Гамма-источники в виде радионуклидов задавались в бетонном полу лаборатории описанным выше образом и в той же концентрации. В результате моделирования был получен (рис. 6) спектр γ-фона на поверхности корпуса детектора РЭД-100 (усредненный по его поверхности) для следующих случаев: без защиты (гистограмма *1*), с водной защитой (гистограмма *2*) и с полной защитой (гистограмма *3*), включающей воду и медь. Моделирование показало, что водная защита без меди существенно (примерно в 50 раз) снижает интегральный поток γ-квантов и смягчает их энергетический спектр. Медная защита толщиной 5 см дает дополнительное уменьшение потока γ-квантов в ~10–13 раз. Кумулятивный эффект

подавления γ-фона пассивной защитой из воды и меди составляет 500–1000 в зависимости от энергии γ-квантов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и создана комбинированная водно-медная пассивная защита двухфазного эмиссионного ксенонового детектора РЭД-100 для наблюдения процесса у.к.р.н. на атомном ядре на Калининской АЭС. Защита удовлетворяет ограничениям по габаритам и весу в помещении станции. Выполнено моделирование эффективности защиты по отношению к γ-фону методом Монте-Карло с помощью пакета GEANT4. Разработанная модель проверена сравнением экспериментально полученного распределения сигналов со сцинтилляционного детектора NaI(Tl), размещенного внутри медной защиты, с модельным распределением. Коэффициент подавления γ-фона пассивной защитой из воды и меди составил 500–1000 в зависимости от энергии γ-квантов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность АО “Наука и инновации” Госкорпорации “Росатом”, Российскому научному фонду (контракт № 18-12-00135 от 12.04.2018) за сотрудничество и поддержку постановки эксперимента на Калининской АЭС, а также Программе повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (контракт № 02.a03.21.0005, 27.08.2013) и Министерству науки и высшего образования Российской Федерации (Проект “Фундаментальные свойства элементарных частиц и космология” № 0723-2020-0041). Авторы благодарны Ю.М. Гаврилюку, В.В. Казалову и В.В. Кузьминову за измерение собственной радиоактивности образцов элементов защиты в лаборатории низкофоновых исследований БНО ИЯИ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Freedman D.Z.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 1389. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.1389
2. *Копелиович В.Б., Франкфурт Л.Л.* // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 236.
3. COHERENT collaboration. *Akimov D. et al.* // Science. 2017. V. 357. Issue 6356. P. 1123. https://doi.org/10.1126/science.aao0990
4. COHERENT collaboration. *Akimov D. et al.* First Detection of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering on Argon. // 3 Apr 2020. arXiv:2003.10630
5. *Hakenmüller J., Buck C., Fülber K., Heusser G., Klages T., Lindner M., Lücke A., Maneschg W., Reginatto M., Rink T., Schierhuber T., Solasse D., Strecker H., Wink R., Zbořil M., Zimbal A.* // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79. P. 699. https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7160-2
6. *Kerman S., Sharma V., Deniz M., Wong H. T., Chen J.-W., Li H. B., Lin S. T., Liu C.-P., Yue Q.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. P. 113006. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.113006
7. *Belov V., Brudanin V., Egorov V., Filosofov D., Fomina M., Gurov Y., Korotkova L., Lubashevskiy A., Medvedev D., Pritula R.* // JINST. 2015. V. 10. P12011. https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/12/P12011
8. MINER collaboration. *Agnolet G. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2017. V. 853. P. 53. https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.02.024
9. *Billard J., Carr R., Dawson J., Figueroa-Feliciano E., Formaggio J.A., Gascon J., Heine S.T., Jesus M.De, Johnston J., Lasserre T., Leder A., Palladino K.J., Sibille V., Vivier M., Winslow L.* // J. Phys. G. 2017. V. 44. № 10. P. 105101. https://doi.org/10.1088/1361-6471/aa83d0
10. *Strauss R., Rothe J., Angloher G., Bento A., Gütlein A., Hauff D., Kluck H., Mancuso M., Oberauer L., Petricca F., Pröbst F., Schieck J., Schönert S., Seidel W., Stodolsky L.* // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. Article № 506. https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5068-2
11. CONNIE Collaboration. *Aguilar-Arevalo A. et al.* // Phys. Rev. D. 2019. V.100. P. 092005. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.092005
12. *Долгошеин Б.А., Лебеденко В.Н., Родионов Б.У.* // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 513.
13. LUX collaboration. *Akerib D.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 021303. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.021303
14. XENON Collaboration. *Aprile E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 111302. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.111302
15. PandaX-II Collaboration. *Cui X. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 181302. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.181302
16. DarkSide Collaboration. *Agnes P. et al.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 102006. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.102006
17. DUNE Collaboration. *Cuesta C. et al.* Status of Proto-DUNE Dual Phase. // 22 Oct 2019. ArXiv: 1910.10115
18. *Акимов Д.Ю., Белов В.А., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Коновалов А.М., Кумпан А.В., Рудик Д.Г., Сосновцев В.В., Хромов А.В., Шакиров А.В.* // УФН. 2019. Т. 189. № 2. С. 173. https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.05.038356
19. RED-100 Collaboration. *Akimov D. et al.* // JINST. V. 15 2020. P02020. https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/P02020
20. *Kneißl R., Caldwell A., Du Q., Empl A., Gooch C., Liu X., Majorovits B., Palermo M., Schulz O.* // Astropart. Phys. 2019. V. 111. P. 87. https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.03.006
21. *Ананьев В.В., Болоздыня А.И., Власик К.Ф., Дмитренко В.В., Ефременко Ю.В., Утешев З.М., Сосновцев В.В., Толстухин И.А., Шакиров А.В., Шафигуллин Р.Р., Хромов А.В.* // ПТЭ. 2015. № 4. С. 138. https://doi.org/10.7868/S0032816215030167
22. *Alekseev I., Belov V., Brudanin V., Danilov M., Egorov V., Filosofov D., Fomina M., Hons Z., Kazartsev S., Kobyakin A., Kuznetsov A., Machikhiliyan I., Medvedev D., Nesterov V., Olshevsky A. et al.* // JINST 2016. V. 11. P11011. https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/11/P11011

23. https://www.ortec-online.com/products/application-software/maestro-mca
24. GEANT4 Collaboration. *Agostinelli S. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2003. V. 506. P. 250. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8
25. GEANT4 Collaboration. *Allison J. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2016. V. 835. P. 186. https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125
26. *Kozlov A., Chernyak D.* // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2018. V. 903. P. 162. https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.07.006
27. *Chazal V., Brissot R., Cavaignac J.F., Chambon B., Jesus M.De, Drain D., Giraud-Heraud Y., Pastor C., Stutz A., Vagneron L.* // Astropart. Phys. 1998. V. 9. P. 163. https://doi.org/10.1016/S0927-6505(98)00012-7
28. *Busanov O.A., Etezov R.A., Gavriljuk Yu.M., Gezhaev A.M., Kazalov V.V., Kornoukhov V.N., Kuzminov V.V., Moseev P.S., Panasenko S.I., Ratkevich S.S., Yakimenko S.P.* // EPJ Web of Conferences. 2014. V. 65. P. 03002. https://doi.org/10.1051/epjconf/20136503002

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 40–43

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.373.54

ФОРМИРОВАТЕЛЬ ИМПУЛЬСОВ УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМИ МОДУЛЯТОРАМИ

© 2021 г. А. Ю. Клоков[a,*], А. И. Шарков[a]

[a] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53
**e-mail: klokov@lebedev.ru*

Поступила в редакцию 14.08.2020 г.
После доработки 21.08.2020 г.
Принята к публикации 23.08.2020 г.

Малогабаритный формирователь импульсов управления широкополосными электрооптическими модуляторами способен работать на частотах от 0 до 1.5 МГц и позволяет формировать управляющие импульсы с напряжением до 300 В и более и фронтами нарастания и спада ~35 нс. Малые размеры формирователя позволяют объединить его с электрооптическим модулятором в единый блок, что существенно уменьшает паразитное электромагнитное излучение.

DOI: 10.31857/S0032816221010298

Для управления интенсивностью и поляризацией оптического излучения широко применяются электрооптические модуляторы (э.о.м.), использующие эффект Поккельса. В частности, методика возбуждения–зондирования, используемая для исследования тепловых и упругих свойств микро- и наноструктур, требует модуляции возбуждающего лазерного излучения для применения метода синхронного детектирования [1]. Для линейного управления напряжением на э.о.м. фирмы-изготовители, как правило, предлагают специальные усилители, которые, однако, весьма дороги и имеют ограниченную полосу пропускания (~1 МГц) [2]. В то же время во многих случаях, как, например, в методике возбуждение–зондирование, линейное управление не является обязательным, достаточно управления э.о.м. с помощью прямоугольных импульсов. При этом можно также существенно понизить потребляемую схемой управления мощность, сделав ее компактной и расположив максимально близко к э.о.м., что существенно уменьшит проблемы с нежелательным электромагнитным излучением.

В данной статье описан простой малогабаритный формирователь импульсов для управления широкополосными электрооптическими модуляторами, такими как МЛ-102, МЛ-103, Thorlabs (модели EO-AM-NR-Cx, EO-PM-NR-Cx, x = 1, 2, 3, 4), Newport (модели 400x, x = 2, 4, 6) и подобными. От ранее опубликованных устройств [3, 4] его отличает существенно меньшая потребляемая мощность ~20 мВт/кГц (при емкостной нагрузке 100 пФ, скважности 0.5 и амплитуде импульсов 300 В) и возможность формирования импульсов с длительностью фронтов нарастания и спада ~30–50 нс.

Схема формирователя приведена на рис. 1. Существенное упрощение схемы достигнуто за счет использования микросхемы IR2113 производства фирмы International Rectifier [5], обычно используемой для управления полумостами импульсных источников питания на полевых транзисторах. В отличие от типовой схемы включения [5], в предлагаемой схеме использован дополнительный, изолированный от земли источник питания (*FV*, 13 В) драйвера верхнего транзистора (T_1). Это позволяет понизить минимальную рабочую частоту формирователя до нуля.

В схеме использованы транзисторы 2SK3067 фирмы Toshiba (T_1, T_2), имеющие малый заряд переключения (~9 нКл). Кроме того, в цепях их затворов установлены рекомендованные в [6] токоограничивающие резисторы 16 Ом. В результате оказалось возможным снизить выделяющуюся в микросхеме IR2113 мощность и поднять верхнюю рабочую частоту до более чем 1 МГц, что существенно выше типовой рабочей частоты (100 кГц), указанной в [6]. Для облегчения теплового режима транзисторов T_1, T_2 введены резисторы R_1 и R_2 с рассеиваемой мощностью 6 Вт каждый, на которых выделяется большая часть мощности при протекании токов заряда/разряда емкости нагрузки и выходной емкости транзисторов.

При емкости нагрузки ~100 пФ (характерной для вышеперечисленных электрооптических модуляторов) эти резисторы удлиняют фронты на-

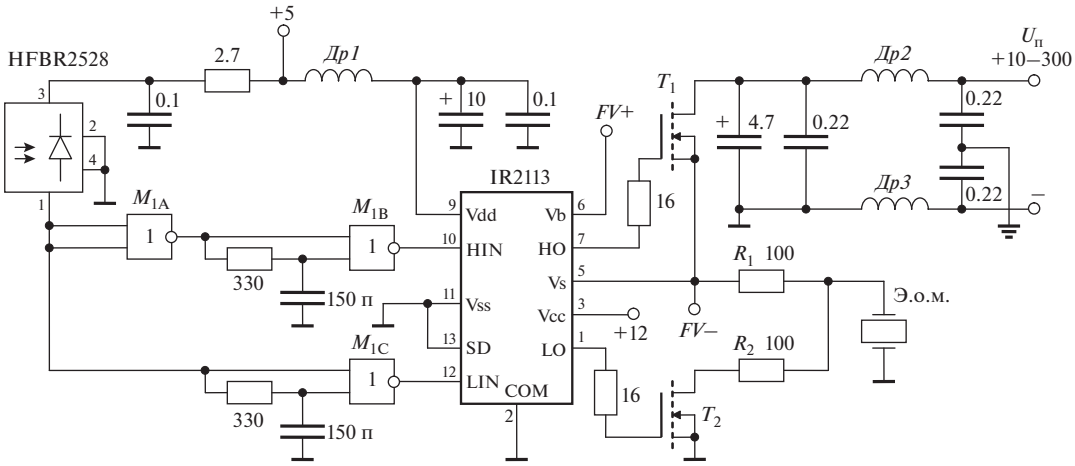

Рис. 1. Принципиальная схема формирователя. M_1 – 74HC02; T_1, T_2 – 2SK3067 (транзисторы установлены на радиаторе площадью 160 см^2); HFBR2528 – оптоволоконный приемный модуль; *Др1–Др3* – дроссели подавления помех, например BL01RN1A2A2B; R_1, R_2 – МЛТ-2-300 Ом (по три параллельно). К выводам 2 и 3 микросхемы IR2113 подключены параллельно конденсаторы 10 и 0.1 мкФ.

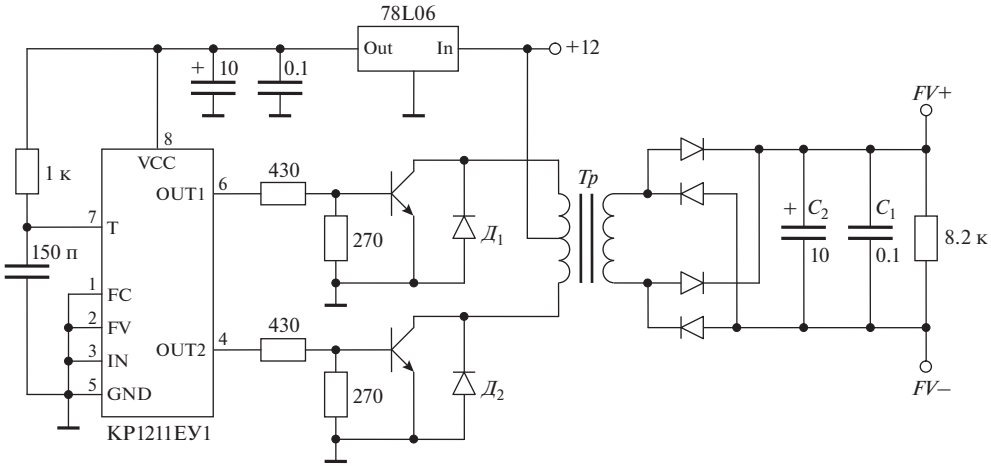

Рис. 2. Принципиальная схема дополнительного источника питания. Транзисторы – КТ660А; $Д_1$, $Д_2$ – 1N5818, остальные – 1N5819; *Тр* – кольцевой сердечникк 7.5 × 12.6 × 3.5 мм с начальной магнитной проницаемостью 3200, w_1 – две секции по 36 витков, в два провода ПЭВ-1 ∅0.3 мм, w_2 – 42 витка провода ПЭЛШО ∅0.1 мм; C_1 и C_2 должны быть установлены максимально близко к выводам 5 и 6 микросхемы IR2113 на рис. 1.

растания и спада выходного импульса на ~10 нс, что меньше времен нарастания и спада использованных полевых транзисторов 2SK3067. Заметим, что на частотах выше 500 кГц эти резисторы нагреваются до ~60°С и более. Управление на микросхему IR2113 поступает с двух схем задержки, собранных на элементах M_{1B} и M_{1C} микросхемы 74HC02, не позволяющих включить верхний и нижний транзисторы T_1, T_2 одновременно.

Дополнительный источник питания (рис. 2) собран по двухтактной схеме с использованием в качестве задающего генератора микросхемы КР1211ЕУ1, работающей на частоте ~290 кГц. Напряжение питания этой микросхемы (6 В) получено от маломощного трехвыводного стабилизатора 78L06. Такое напряжение питания выбрано с целью минимизации помех от сквозных токов, протекающих в выходных каскадах КР1211ЕУ1. Гальваническая развязка выхода источника от земли осуществляется с помощью трансформатора *Тр*. Емкость между первичной и вторичной обмотками трансформатора составляет ~40 пФ, что незначительно дополнительно нагружает выходной каскад на T_1, T_2 (рис. 1).

Работа формирователя импульсов проверялась на частотах вплоть до 1.5 МГц. На более вы-

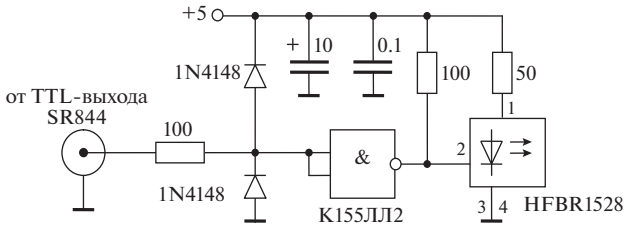

Рис. 3. Принципиальная схема управления оптоволоконным передатчиком. HFBR1528 – оптоволоконный передающий модуль. На вход схемы подаются импульсы от генератора, управляющего э.о.м., например, с TTL-выхода синхронного усилителя SR844.

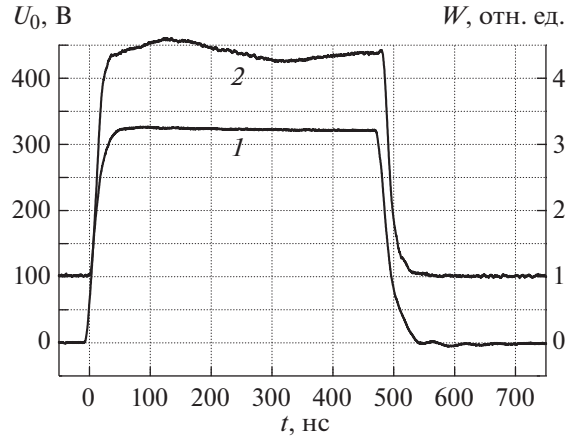

Рис. 4. Зависимости управляющего напряжения на выходе формирователя U_0 при работе с электрооптическим модулятором МЛ-102А (*1*) и интенсивности пропускаемого им оптического излучения W (*2*, для наглядности смещена по вертикали) от времени t.

соких частотах из-за перегрева микросхемы IR2113 работоспособность нарушалась.

С целью минимизации электромагнитного излучения от формирователя управляющие импульсы подаются по оптоволокну на оптоволоконный приемный модуль HFBR2528 (рис. 1). Схема управления оптоволоконным передатчиком (рис. 3) находится вне формирователя на значительном расстоянии (~1.5 м) и может получать питание от батарей, ее средний ток потребления ~50–70 мА.

Амплитуда выходных импульсов формирователя зависит от высокого напряжения питания $U_п$, что очень удобно для регулировки средней интенсивности оптического излучения на выходе модулятора. В авторском варианте формирователь использовался для управления электрооптическим модулятором МЛ-102А, а в качестве источника питания $U_п$ использовался стабилизированный блок питания Б5-50, позволяющий устанавливать напряжение от 0 до 300 В с шагом 1 В.

Конструктивно макет формирователя был выполнен на печатной плате размером 70 × 100 мм и соединен с помощью отрезка коаксиального кабеля длиной ~5 см с модулятором в единый блок. Специальное экранирование формирователя с э.о.м. не использовалось.

Модулятор использовался в оптической схеме возбуждение–зондирование для синхронного детектирования малых (~10^{-6}–10^{-3}) относительных изменений интенсивности оптического излучения, регистрируемых с помощью фотодиода (также не экранированного) и синхронного усилителя SR844 фирмы Stanford Research Systems. Расстояние между фотодиодом и модулятором составляло <1 м, при этом уровень наводки на фотодиод был <2 мкВ.

Длительности фронта $\tau_ф$ и спада $\tau_{сп}$ импульсов на э.о.м. при различных напряжениях питания $U_п$ измерялись цифровым осциллографом LeCroy WR62Xi-A и составили: при $U_п$ = 300 В – $\tau_ф$ = 30 нс, $\tau_{сп}$ = 45 нс; при $U_п$ = 160 В – $\tau_ф$ = 33 нс, $\tau_{сп}$ = 47 нс; при $U_п$ = 50 В – $\tau_ф$ = 45 нс, $\tau_{сп}$ = 57 нс. При уменьшении напряжения питания длительности фронтов увеличивались, что связано с увеличением выходной емкости и емкости Миллера транзисторов T_1 и T_2; от частоты длительность фронтов не зависела.

В качестве примера работы схемы на рис. 4 приведены зависимости управляющего напряжения на выходе формирователя при работе с электрооптическим модулятором МЛ-102А (кривая *1*) и интенсивности пропускаемого им оптического излучения (кривая *2*) от времени при работе на частоте 1.1 МГц при скважности 0.5. Измерение интенсивности оптического излучения производилось фотодиодом ФДГ-150С с временем нарастания 150 пс. В этом случае по уровням 0.1–0.9 времена нарастания составляют для управляющего напряжения 30 нс, а для интенсивности оптического излучения 20 нс, времена спада – 44 нс и 26 нс соответственно.

Осцилляции интенсивности проходящего излучения, наблюдаемые на кривой *2*, вызваны паразитным акустооптическим эффектом в кристаллах DKDP, используемых в модуляторе МЛ-102А.

В заключение отметим, что подобный формирователь работает в составе экспериментальной установки более 10000 ч. Паспортное максимальное рабочее напряжение микросхемы IR2113 и транзисторов T_1 и T_2 (2SK3067) составляет 600 В. Поэтому без изменения схемных решений возможно получение импульсов амплитудой до 500 В, при возможном некотором снижении максимальной рабочей частоты.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 19-02-00952а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jiang P., Qian X., Yanga R.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. P. 161103. https://doi.org/10.1063/1.5046944
2. HVA200 – High Voltage Amplifier. https://www.thorlabs.com/drawings/d65eba87324b1d3c-AAD5FF34-08EB-8D51-8678C854259CAAD1/HVA200-Manual.pdf
3. *Апанасевич С.П., Ляхнович А.В., Синицын Г.В.* // ПТЭ. 1987. № 5. С. 156.
4. *Гутенко А.Д., Удоев Ю.П.* // ПТЭ. 1992. № 1. С. 208.
5. http://www.irf.com/product-info/datasheets/data/ir2110.pdf
6. http://www.irf.com/technical-info/appnotes/an-978.pdf

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 44–48

ЭЛЕКТРОНИКА
И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.039.637

ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ СЕРИИ ИЛУ НА ОСНОВЕ ЕМКОСТНЫХ НАКОПИТЕЛЕЙ

© 2021 г. В. В. Безуглов[a], А. А. Брязгин[a], А. Ю. Власов[a,*], Л. А. Воронин[a], М. В. Коробейников[a], С. А. Максимов[a], А. В. Пак[a], В. М. Радченко[a], А. В. Сидоров[a], В. О. Ткаченко[a], Е. А. Штарклев[a]

[a] Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11
*e-mail: alexandr.vlasov8614@gmail.com

Поступила в редакцию 07.08.2020 г.
После доработки 27.08.2020 г.
Принята к публикации 28.08.2020 г.

Описан импульсный источник питания на основе емкостных накопителей с частичным разрядом для высокочастотных импульсных линейных ускорителей электронов типа ИЛУ. Максимальное выходное импульсное напряжение источника составляет 36 кВ при токе нагрузки до 250 А и длительности импульса до 1 мс, частота повторения импульсов – до 100 Гц. Источник построен по относительно простой модульной схеме и состоит из десяти последовательно включенных модулей. Собран и испытан с подключением нагрузки один модуль. Схема обеспечивает равномерное потребление тока по всем фазам питающей трехфазной сети 380 В.

DOI: 10.31857/S0032816221010250

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокочастотные импульсные линейные ускорители типа ИЛУ начали разрабатывать и поставлять в промышленность еще в 70-е годы прошлого века. Десятки ускорителей серии ИЛУ на протяжении десятилетий работают в исследовательских центрах, применяются в промышленности как в России, так и в других странах [1].

За несколько десятилетий было разработано несколько моделей ускорителей ИЛУ [2] на разные уровни энергии и мощности. При этом принципиальная схема системы питания ускорителей оставалась неизменной – стандартной для большинства импульсных высокочастотных ускорителей, а именно накопление энергии в дросселе, резонансный заряд формирующей линии с последующим ее разрядом на нагрузку (высокочастотный (в.ч.) генератор) через повышающий трансформатор. С развитием ускорителей ИЛУ их максимальная энергия и мощность пучка существенно выросли.

Используемый в настоящее время импульсный источник питания обеспечивает работу ускорителя ИЛУ-10 с энергией 5 МэВ и мощностью пучка до 50 кВт. В связи с дальнейшим планируемым ростом мощности ускорителей появилась необходимость в коренной модернизации системы питания с целью увеличения ее выходной мощности, а также перехода на новую современную элементную базу, поскольку старые радиокомпоненты постепенно снимают с производства, в результате чего необходимо искать какие-либо аналоги или модернизировать отдельные узлы схемы. Кроме того, требуется обеспечить равномерное потребление тока от каждой фазы сетевого трансформатора, поскольку предыдущая система питания не обеспечивала этого, что приводило к необходимости выбирать питающий сетевой трансформатор гораздо большей мощности.

2. ОБЩАЯ СХЕМА ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ И ПРИНЦИП ЕГО РАБОТЫ

Для ускорителей серии ИЛУ была разработана новая система питания на основе емкостных накопителей с частичным разрядом [3], состоящая из десяти последовательно включенных одинаковых модулей с регулируемым выходным напряжением до 3.6 кВ. Каждый модуль содержит трехфазный выпрямитель, емкостный накопитель, коммутирующие ключи, а также управляющие и защитные системы.

Питание модулей осуществляется через трехфазный повышающий трансформатор мощностью 300 кВт, который питается от сети 380 В. Его вторичная обмотка состоит из десяти изолированных секций.

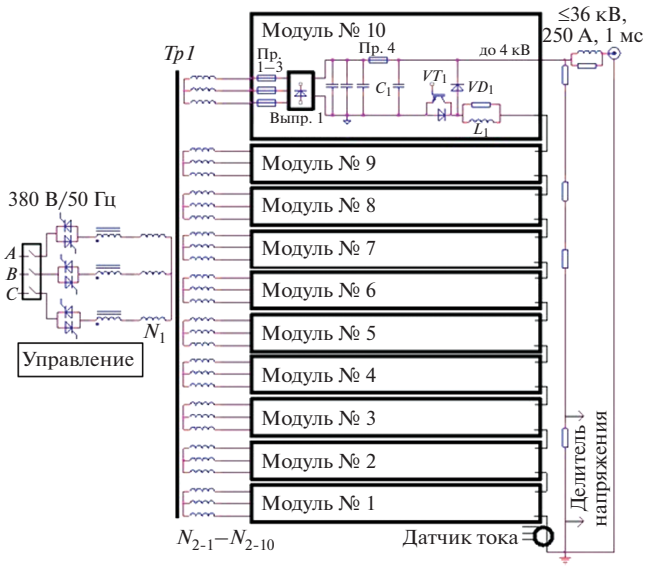

Рис. 1. Функциональная схема импульсного источника питания на основе емкостных накопителей.

Изоляция каждого модуля рассчитана на напряжение 4 кВ. Все модули соединены последовательно, а изоляция последнего модуля на выходе источника должна быть рассчитана на напряжение 40 кВ.

На рис. 1 представлена функциональная схема системы питания на основе сетевого многообмоточного трансформатора *Тр1* и распределенного емкостного накопителя энергии. Максимальная средняя мощность составляет 300 кВт, максимальная импульсная мощность источника питания – 8 МВт.

Входное напряжение на первичную обмотку трансформатора подается от трехфазной сети 380 В, 50 Гц через тиристорный регулятор. Каждая из десяти вторичных обмоток подключена непосредственно к отдельному модулю. Выпрямители в модулях заряжают накопительные емкости до одинаковых напряжений, определяемых фазовыми углами включения тиристорного регулятора.

Выходы модулей соединены последовательно через диоды. Таким образом, все модули работают независимо друг от друга. Результирующее выходное напряжение регулируется плавно изменением фазового угла и ступенчато – включением нужного числа ячеек. Отрицательная обратная связь по напряжению берется с делителя, подключенного к выходу источника, выходной ток контролируется при помощи датчика тока на эффекте Холла.

Максимальное выходное напряжение модуля 3.6 кВ, максимальное выходное напряжение источника с десятью модулями 36 кВ.

При формировании импульса питающего напряжения модуль № 1 включается на 3 мс раньше всех остальных, чтобы предварительно обеспечить самовозбуждение в.ч.-генераторов для формирования стабильного фронта огибающей ускоряющего в.ч.-напряжения в резонаторе ускорителя. После этого одновременно к выходу подключаются все остальные модули, формируя импульс длительностью 0.5–1 мс.

В ускорителях ИЛУ применяется управляемая триодная электронная пушка, и фронт импульса тока пучка идет с задержкой относительно фронта высоковольтного импульса питания в.ч.-генераторов.

Накопительная емкость каждого модуля за время импульса незначительно разряжается, предусмотрено падение напряжения не более чем на 5%. После окончания импульса все модули отключаются от нагрузки, а накопительные емкости подзаряжаются до заданного напряжения в течение 10–20 мс, и источник питания готов к повторению цикла.

Управление источником питания осуществляется с помощью микропроцессора, что позволяет оптимизировать работу источника, а также обеспечить защиту от различных перегрузок [4].

Для защиты от электромагнитных помех управление транзисторами осуществляется через оптические развязки. На входах всех измерительных аналоговых сигналов устанавливаются дополнительные фильтры [5].

3. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТДЕЛЬНОГО МОДУЛЯ

На рис. 2 представлена принципиальная схема модуля на основе емкостных накопителей. Трехфазный мостовой выпрямитель собран на мощных таблеточных высоковольтных диодах Д123-200-60. Емкостный накопитель модуля состоит из трех соединенных параллельно конденсаторов К75-100-4кВ-1300мкФ ± 10%, таким образом, его суммарная емкость составляет 3.9 мФ. Запасаемая энергия при этом может достигать 20 кДж.

Коммутирующий ключ собран на IGBT-транзисторе Mitsubishi CM400DY-66H с рабочим напряжением до 6.5 кВ и средним током до 400 А. Для управления транзистором используется драйвер WEPOWER PHD1032-65. Ток через транзистор контролируется при помощи датчика тока на эффекте Холла U_1. Управление драйвером осуществляется через оптоволокно. Для развязки питания драйвера по напряжению используется отдельный понижающий трансформатор *Тр1*, подключенный к двум фазам вторичной обмотки высоковольтного силового трансформатора.

Рассмотрим более подробно работу модуля. На вход модуля от вторичной обмотки трансформа-

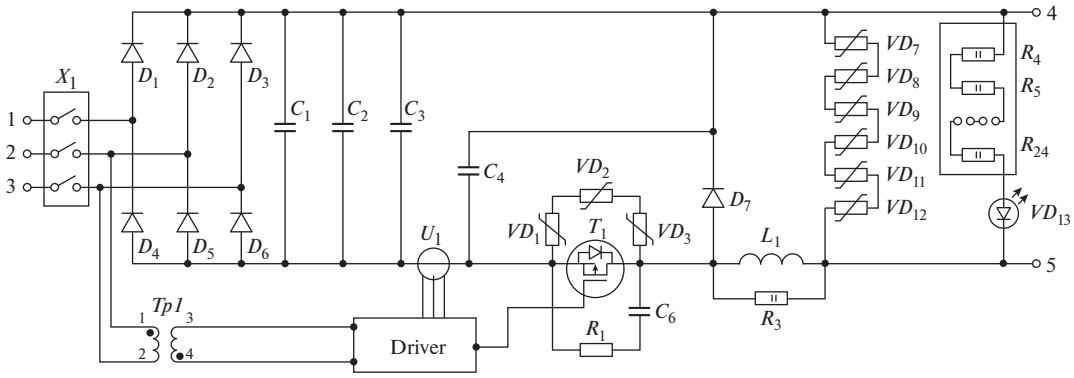

Рис. 2. Упрощенная схема модуля.

тора *Tp1* поступает трехфазное переменное напряжение от 1 до 3 кВ частотой 50 Гц. Это трехфазное напряжение выпрямляется мостовым диодным выпрямителем D_1–D_6 и заряжает конденсаторы C_1–C_3 до заданного уровня с максимальным значением ≤3.6 кВ.

Максимальное напряжение модуля определяется максимальным напряжением питания генераторных триодов ГИ-50А.

По фронту управляющего импульса открывается коммутирующий транзистор T_1, и конденсаторы C_1–C_3 начинают разряжаться на нагрузку, формируя плато импульса напряжения заданной длительности. Нагрузка подключена через индуктивность L_1, необходимую для формирования относительно пологого фронта импульса, обеспечивающего комфортную раскачку в.ч.-системы ускорителя (лампового генератора и резонатора). Кроме того, индуктивность L_1 ограничивает ток нагрузки при пробоях в ускорителе и в в.ч.-системе, обеспечивая время для срабатывания защиты от тока короткого замыкания и выключения транзистора.

На рис. 3 представлен результат моделирования импульсов напряжения длительностью $T_{имп}$ = 1 мс с частотой повторения F = 100 Гц (период 10 мс). Верхний график – напряжение на накопительных конденсаторах C_1–C_3, нижний график – выходное напряжение модуля. Для моделирования выбрана амплитуда импульсов 3.9 кВ и импульсный ток 320 А, нагрузка омическая.

Согласно оценке спада напряжения в конце импульса при работе на омическую нагрузку, падение напряжения за время 1 мс составило ΔU = = 3.93 – 3.86 = 0.07 кВ. Это менее 2% и не превышает заданного уровня нестабильности выходного напряжения.

4. ТЕСТИРОВАНИЕ ОТДЕЛЬНОГО МОДУЛЯ

Для испытания модуля был изготовлен модельный источник питания на основе силового трансформатора, который не обеспечивал максимальное выходное напряжение, поэтому тестирование проводилось при выходном напряжении до 2 кВ. Плавное регулирование напряжения на накопительной емкости осуществлялось блоком управления тиристорами и симисторами (БУСТ фирмы ОВЕН). В качестве нагрузки использовались мощные резисторы С5-40В-500Вт с результирующим сопротивлением 12 Ом. Питание при тестировании осуществлялось от трехфазной сети 380 В, 50 Гц.

Была проверена работа модуля и отработаны различные режимы работы по напряжению и частоте. Также были отработаны режимы защиты от короткого замыкания и различных пробоев, которые могут происходить на ускорителе во время его работы или тренировки.

В результате тестирования были получены следующие выходные импульсные параметры:

– напряжение на нагрузке 2 кВ;

– ток нагрузки 160 А;

– длительность импульса 0.6 мс;

– частота повторения импульсов 50 Гц;

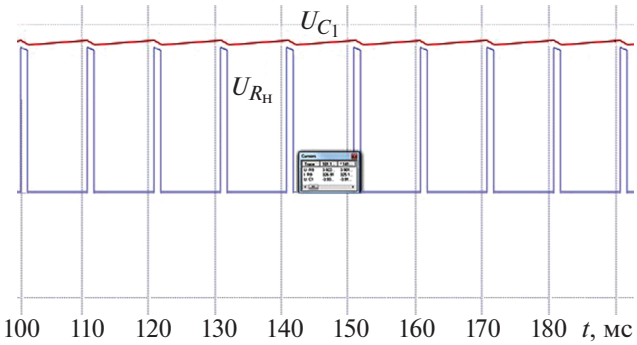

Рис. 3. Результат моделирования. Верхний график – напряжение на накопительных конденсаторах C_1–C_3, нижний график – выходное напряжение модуля на нагрузочном сопротивлении.

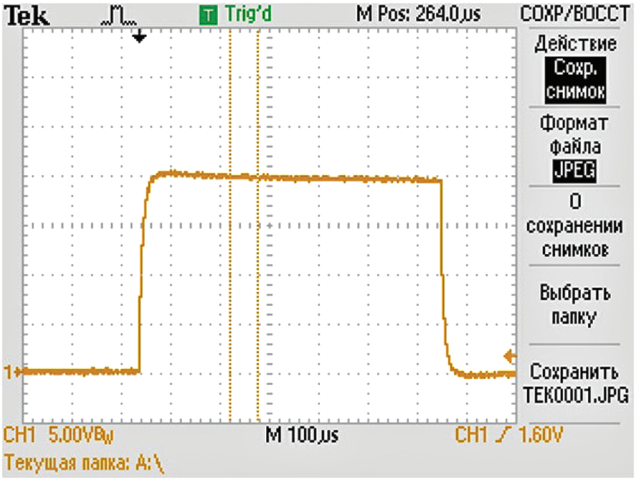

Рис. 4. Осциллограмма импульса выходного напряжения. Масштаб: по вертикали – 5 В/деление, по горизонтали – 100 мкс/деление.

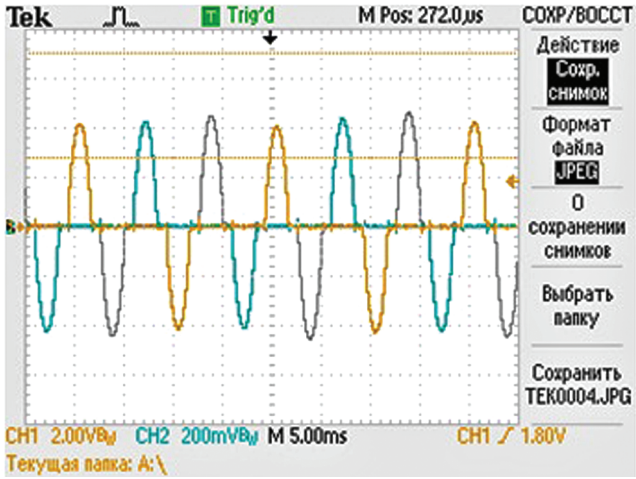

Рис. 5. Осциллограммы входных токов каждой фазы. Масштаб: по вертикали – 2 В/деление, по горизонтали – 5 мс/деление.

– нестабильность выходного напряжения 2%.

На рис. 4 представлена осциллограмма импульса напряжения на выходе модуля, параметры которого описаны выше. Полученный импульс напряжения полностью соответствует заданным требованиям.

На рис. 5 представлены осциллограммы входных токов каждой фазы. Согласно осциллограмме, нагрузки по току в каждой фазе одинаковы. В результате этого входной трансформатор не будет намагничиваться и нагрузка по всем фазам будет равномерной.

На рис. 6 приведена осциллограмма тока после выпрямителя на входе модуля (1-й канал) и импульса выходного напряжения на нагрузке (2-й канал). Показан каждый полупериод всех трех фаз после выпрямителя на фоне импульса выходного напряжения, находящегося в центре осциллограммы. Согласно осциллограмме, ток зарядки конденсаторов распределен равномерно по всем фазам, что было одним из главных требований к разрабатываемому источнику питания. Результаты испытаний соответствуют результатам моделирования на компьютере.

5. СИСТЕМЫ ЗАЩИТЫ

В конденсаторах постоянно находится большой запас накопленной энергии. Каждый модуль может накапливать до 20 кДж, соответственно суммарная накопленная энергия десяти модулей может достигать 200 кДж. Необходимая энергия одного импульса ускорителя не превышает 4 кДж, что составляет всего около 2% от общей запасаемой энергии. Поэтому в нештатной ситуации, когда выходят из строя управляющие транзисторы или по какой-либо другой причине открываются разрядные ключи, на каждом модуле предусмотрена дополнительная система быстрой разрядки конденсаторов на низкоомный резистор большой мощности через тиристорный ключ. В этом случае вся запасенная энергия рассеивается на защитных резисторах, тем самым предотвращая возможные повреждения элементов и узлов ускорителя от разрядов и пробоев. Также для защиты предусмотрены плавкие предохранители на конденсаторах каждого модуля. При завершении работы для полной безопасности персонала автоматически происходит разрядка конденсаторов через мощные резисторы.

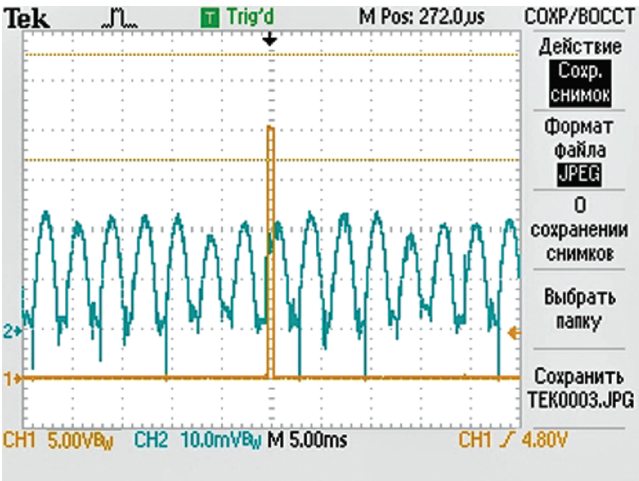

Рис. 6. Осциллограммы тока после выпрямителя (1-й канал) и импульса выходного напряжения (2-й канал). Масштаб: по вертикали для 1-го канала – 5 В/деление, для 2-го канала – 10 мВ/деление; по горизонтали – 5 мс/деление.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Испытания одного модуля источника питания прошли успешно до выходного напряжения 2 кВ и импульсного тока нагрузки 160 А при длительности импульса 0.6 мс и частоте повторения 50 Гц. Собранный модуль работал стабильно и надежно. Планируется заменить трансформатор и испытать модуль на выходное напряжение до 3.6 кВ, а позднее – после отработки одного модуля – будет собран и испытан полный комплект из десяти модулей.

Описанная схема импульсного источника является достаточно простой в использовании и понимании, что важно для систем питания промышленных устройств. Поэтому применение данной схемы может повысить качество работы ускорителей ИЛУ и упростить обслуживание его системы питания.

Предложенная схема позволяет в случае необходимости сравнительно несложно увеличивать мощность источника питания. В будущем предполагается использовать такие источники для всех ускорителей серии ИЛУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Industrial radiation Processing With Electron beams and X-rays. International Atomic energy Agency technical document. Vienna, 1 May 2011. Revision 6. http://www.cirms.org/pdf/Industrial%20Radiation%20Processing%20-%20May%202011%20-%20Revision%206.pdf
2. *Брязгин А.А., Куксанов Н.К., Салимов Р.А.* // Успехи физических наук. 2018. Т. 188. № 6. С. 672. https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038344
3. *Полищук А.* // Современная электроника. 2005. № 3. С. 52.
4. *Владимиров Е., Ланцов В., Лебедева О.* // Современная электроника. 2008. № 1. С. 42.
5. *Ланцов В.В., Эраносян С.А.* // Силовая электроника. 2007. № 2. С. 71.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 49–64

ЭЛЕКТРОНИКА
И РАДИОТЕХНИКА

УДК 681.518.3+681.518.5

КОМПЛЕКС ЦИФРОВОЙ ОСЦИЛЛОГРАФИИ УСКОРИТЕЛЯ ЛИУ-20

© 2021 г. П. А. Бак[a], А. М. Батраков[a], Е. А. Бехтенёв[a], М. Ю. Васильев[a,b], К. И. Живанков[a], Е. С. Котов[a,b], Я. М. Мачерет[a,b,*], А. В. Павленко[a], О. А. Павлов[a], А. И. Сенченко[a], С. С. Середняков[a], Г. А. Фатькин[a,b], К. С. Штро[a,b]

[a] *Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН*
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11
[b] *Новосибирский государственный университет*
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1
**e-mail: Ya.M.Macheret@inp.nsk.su*

Поступила в редакцию 24.08.2020 г.
После доработки 06.09.2020 г.
Принята к публикации 08.09.2020 г.

Описывается осциллографический комплекс линейного индукционного ускорителя, предназначенного для рентгенографических экспериментов. Оборудование комплекса позволяет регистрировать осциллограммы сотен импульсных сигналов, лежащих в диапазоне времен от десятков наносекунд до десятков миллисекунд, что предоставляет исчерпывающую информацию о работе ускорителя. Рассматривается широкий круг вопросов, посвященных архитектуре осциллографического комплекса, типам первичных датчиков, способам передачи аналоговых сигналов с малым уровнем искажений, аппаратным и программным средствам, методикам работы с зарегистрированными данными.

DOI: 10.31857/S0032816221020014

ВВЕДЕНИЕ

В Институте ядерной физики СО РАН создается ускоритель ЛИУ-20, предназначенный для импульсной рентгенографии высокого разрешения. Специфика проводимых экспериментов требует высокой надежности работы рентгенографической установки, что невозможно без соответствующих систем контроля ее текущих параметров.

Для мощных импульсных высоковольтных установок, к которым относится и создаваемый ускоритель, осциллографический мониторинг, т.е. регулярная регистрация осциллограмм сигналов, получаемых с широкого набора датчиков, является наиболее информативным, хотя и весьма затратным способом контроля работы оборудования [1]. В этой связи в создаваемой установке одним из важнейших является осциллографический комплекс, позволяющий регистрировать сотни импульсных сигналов, поступающих от различных систем, и на основе анализа сохраненных цифровых осциллограмм получать исчерпывающую информацию о ее работе.

ЛИУ-20 – это ускоритель индукционного типа, генерирующий на мишень-конвертор пучок электронов с энергией 20 МэВ и током 2 кА. Чтобы избежать размытия рентгенограмм из-за смещения объекта исследования в результате ударного воздействия, длительность полученного в конверторе рентгеновского пучка должна лежать в диапазоне 50–300 нс. Соответственно, регистрирующая аппаратура должна быть ориентирована на работу в этом диапазоне времен.

Наибольший объем данных – это около пятисот осциллограмм ускоряющих напряжений на индукторах электронно-оптического тракта установки. Сумма этих напряжений и их форма определяют полную энергию электронного пучка и ее разброс. Как будет показано далее, для регистрации ускоряющих напряжений достаточно быстродействия 250 М выборок/с.

Аппаратура, входящая в подсистему диагностики пучка (датчики положения и трансформаторы тока пучка), требует такого же быстродействия.

Вместе с тем заметное количество импульсных сигналов имеет длительности в микро- и миллисекундном диапазоне и также требует контроля. К ним относятся зарядные напряжения формирующих линий, токи фокусирующих магнитных элементов и размагничивания индукторов и т.п. Количество таких сигналов, которые можно назвать технологическими, превышает 500.

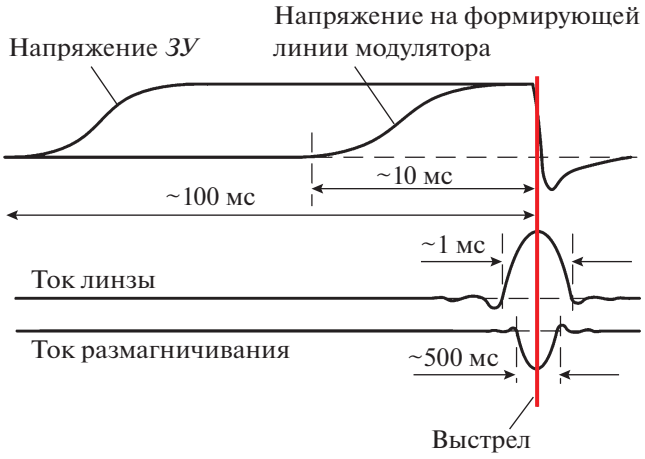

Рис. 1. Диаграмма работы установки. *ЗУ* – зарядное устройство.

К осциллографическому комплексу помимо упомянутых можно было бы отнести аппаратуру для осциллографирования сигналов с длительностью 20–30 нс от поворотных магнитов – кикеров, а также оптико-электронную аппаратуру, регистрирующую рентгеновское излучение. Прототипы этих устройств созданы, однако активное их использование начнется позднее, поэтому в данной статье они не рассматриваются.

Важным обстоятельством, существенно влияющим на технические решения, является то, что аппаратура регистрации работает в условиях сильнейших электромагнитных наводок от мощных высоковольтных импульсных устройств ускорителя. В этой связи весьма серьезные требования предъявляются как к живучести и помехоустойчивости электроники, так и к помехозащищенности сигнальных трасс, правильным заземлениям и т.п.

В статье рассматривается широкий круг вопросов, посвященных архитектуре осциллографического комплекса, типам первичных датчиков, способам передачи аналоговых сигналов с малым уровнем искажений, аппаратным и программным средствам, методикам работы с зарегистрированными данными.

1. АРХИТЕКТУРА ОСЦИЛОГРАФИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

Принцип работы индукционных ускорителей заключается в ускорении пучка электронов вихревым, мало меняющимся за время пролета пучка, электрическим полем, вызванным изменением во времени магнитного поля в индукторе ускоряющего элемента. Электрическое поле описывается соотношением:

$$E = -\frac{n}{l} Q \frac{dB}{dt},$$

где n – количество индукторов, l – длина системы, Q – сечение магнитопровода индуктора, dB/dt – скорость изменения индукции в магнитопроводе [2].

Приращение энергии в одном ускоряющем модуле ЛИУ-20 равно 0.34 МэВ. В создаваемой установке полное число модулей составит 60 (6 в инжекторе и 54 в ускорительном тракте). Каждый из них собран из 16 отдельных индукторов, которые питаются от 8 импульсных генераторов (модуляторов) – по два индуктора на модулятор. Индуктор установки ЛИУ-20 представляет собой объемный виток из нержавеющей стали диаметром около 1 м, внутри которого размещен ферромагнитный сердечник [3]. На оси сборки из индукторов размещена керамическая ускорительная трубка, разделенная на секции кольцевыми электродами, между которыми включены резисторы, разносящие потенциал вдоль трубки и демпфирующие паразитные резонансы структуры. К объемному витку прикладывается импульс напряжения 20–22 кВ, в результате чего через него протекает ток 4–5 кА, создающий в сердечнике импульсное магнитное поле, которое в свою очередь создает электрическое поле, ускоряющее электроны.

Напряжение на индукторы поступает от импульсных модуляторов. Основными элементами модулятора являются формирующая линия, заряжаемая в типовом режиме до напряжения 44 кВ, водородный тиратрон с полым катодом и набор вспомогательных устройств [4].

Работу установки поясняет временная диаграмма, показанная на рис. 1. За 130 мс до старта электронного пучка подается синхроимпульс на зарядные устройства (*ЗУ*). Он запускает размагничивание сердечника импульсного трансформатора *ЗУ*, после чего, примерно за 10 мс до пучка, начинается перекачка энергии, накопленной в емкостях *ЗУ*, в формирующие линии модуляторов. За 70 мс до старта пучка подается запуск на поджиг дуги псевдоискровых тиратронов; длительность дуги составляет 90 мс. За 8 мс до импульса на 10 мс отключается ток накала катода инжектора, что исключает влияние магнитного поля нагревателя на пучок.

За 500 мкс до пучка включается ток в импульсных линзах, а за 250 мкс – ток размагничивания индукторов ускоряющих секций. Команда на запуск пучка подается близко к максимуму магнитного поля в линзе. Длительность электронного пучка задается временем разряда формирующих линий модуляторов. Идеализированная форма ускоряющих напряжений на индукторах – это трапецеидальный импульс с фронтами 60–80 нс и длительностью полки 60 нс для одного режима работы и 300 нс – для другого.

Система управления ЛИУ-20, куда входит и осциллографический комплекс, распределена вдоль

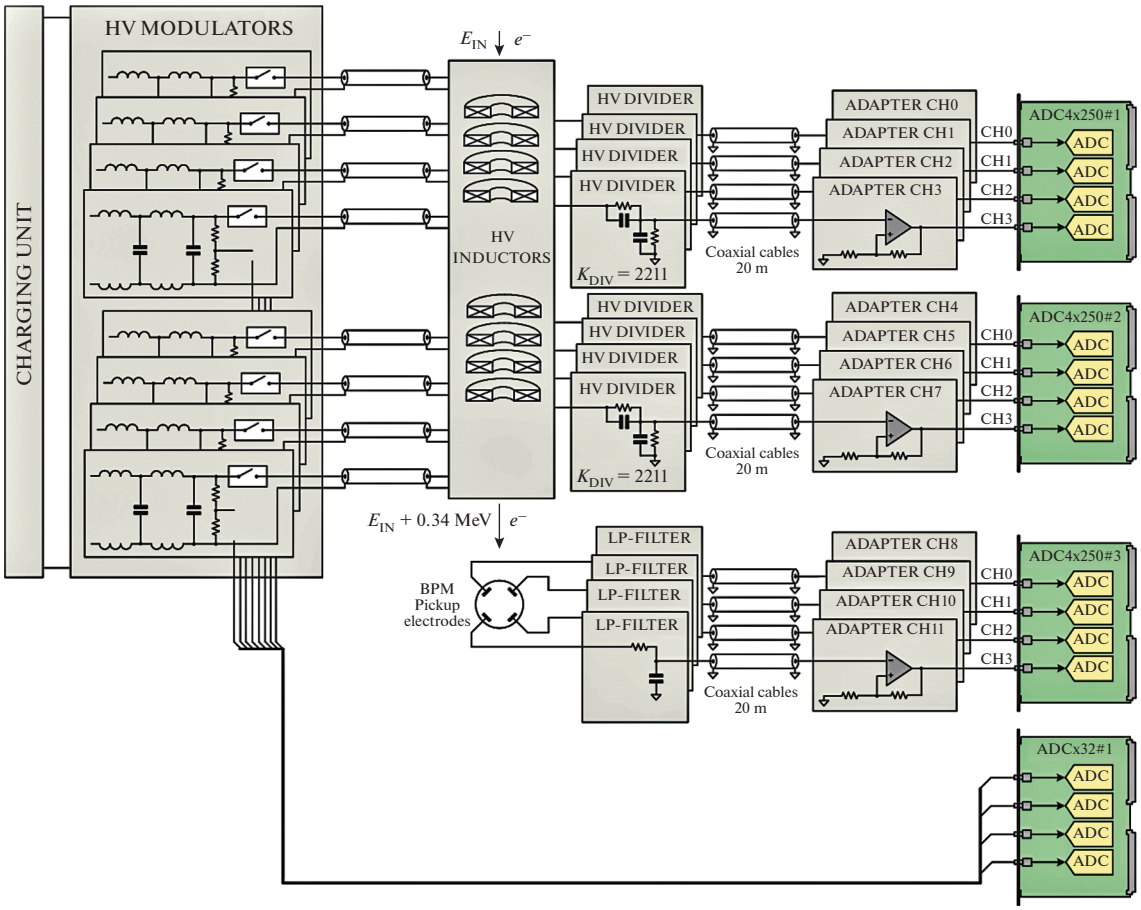

Рис. 2. К описанию архитектуры осциллографического комплекса.

ускорительного тракта установки и размещена в радиационно защищенном зале. По отношению к системе управления ускорительная структура из 60 ускоряющих модулей разбита на 30 секций [5]. Каждая секция включает два ускорительных модуля и набор первичных датчиков: 16 широкополосных высоковольтных делителей, датчик положения пучка и трансформатор тока пучка. Эти сигналы, относящиеся к классу “быстрых”, регистрируются в секции системы управления, называемой локальным контроллером.

В локальные контроллеры поступают также технологические сигналы от высоковольтных делителей формирующих линий модуляторов и трансформаторов тока размагничивания. Локальный контроллер системы управления представляет собой крейт VME64-BINP с набором модулей, предназначенных как для регистрации сигналов, так и решающих иные задачи по управлению установкой [6].

Представление о наборе регистрируемых сигналов, поступающих от одного из 60 ускорительных модулей и связанных с ним модуляторов, можно получить из рис. 2.

Импульсное напряжение на 8 делителей одного ускоряющего модуля подается с высоковольтной части объемных витков индукторов. С выхода делителей по кабельным трассам длиной около 20 м сигнал поступает в модуль-адаптер, а после нормировки и коррекции – на входы двух 4-канальных осциллографических модулей ADC4x250.

Третий модуль ADC4x250 служит для регистрации сигналов с четырех выходов датчика положения пучка. Сигнал на него поступает по таким же трассам и проходит процедуры обработки в модуле-адаптере. И наконец, еще один ADC4x250 предназначен для регистрации осциллограмм с датчика тока пучка.

Напряжения на формирующих линиях также приводятся к низкому уровню с помощью делителей и передаются в измерительную электронику по дифференциальным экранированным трассам. Регистрация этих сигналов выполняется в модуле ADCx32, часть каналов которого зарезервирована для развития установки и измерительной системы.

В табл. 1 перечислен набор сигналов, регистрируемых в одном локальном контроллере, их

Таблица 1. Набор сигналов, регистрируемых в осциллографическом комплексе

Сигнал	Характерное время	Диапазон сигналов датчика	Диапазон амплитуд на выходе датчика	Допустимые погрешности	Количество сигналов	
					Контроллер	Ускоритель
Напряжение индукторов	100–300 нс	15–25 кВ	7–12 В	±0.5%	16	480
Ток и положение пучка	100–300 нс	0.2–2 кА ± 50 мм	2–4 В	±1%	1 × 4	41 × 4
Трансформатор тока	100–300 нс	0.2–3 кА	5–50 В	±1%	1	31
Напряжение на формирующих линиях	10 мс	30–44 кВ	3–4.4 В	±1%	16	480
Ток размагничивания	1 мс	0.3–1 кА	1–4 В	±2%	2	60

характерные параметры и полное количество на всей установке. Как видно из табл. 1, в состав создаваемого комплекса должны входить осциллографические модули, обладающие различными возможностями по быстродействию, числу каналов, уровню входных сигналов и т.п.

Бóльшая часть модулей должна работать в одном, “быстром”, диапазоне с характерными длительностями сигналов 100–300 нс. Обсудим допустимые погрешности регистрации, приведенные в табл. 1.

Наиболее жесткие требования к полной ошибке предъявляются к каналам, регистрирующим ускоряющие напряжения, так как эти данные информируют об энергии пучка, что необходимо для успешной проводки пучка по электронно-оптическому тракту. Суммарная ошибка от влияния всех факторов в тракте измерения ускоряющих напряжений не должна превышать ±0.5%.

Требования к каналам измерения положения пучка с точки зрения частотных свойств близки к таковым для каналов ускоряющих напряжений. Однако при измерении координат необходим большой динамический диапазон, так как уровни сигналов зависят не только от тока, но и от положения пучка. Чтобы иметь реальную разрешающую способность в измерении координаты центра тяжести пучка 1 мм при апертуре 100 мм и изменении тока пучка от 200 А до 2 кА необходима разрешающая способность порядка 0.1% в соответствующей сигнальной полосе.

Наиболее простые требования предъявляются к трансформаторам, измеряющим ток пучка: динамический диапазон – 10, амплитудная погрешность 1–2%.

Требования к погрешностям регистрации технологических каналов слабее, чем к каналам “быстрым”, так как они не предоставляют такой важной информации как энергия, ток и координаты пучка. Данные этих каналов носят информационный характер и используются в основном для мониторинга нормальной работы высоковольтных устройств.

2. СИГНАЛЬНЫЕ ТРАКТЫ ДАТЧИКОВ УСКОРЯЮЩИХ МОДУЛЕЙ

2.1. Высоковольтный делитель напряжений индукторов

Повторим, что наиболее массовым и требовательным к параметрам является высоковольтный делитель импульсных напряжений индукторов. Сумма амплитуд этих напряжений дает приращение энергии пучка при пролете через ускоряющий модуль, а неравномерность и колебательность на полочке импульса ускоряющего напряжения – разброс энергии электронного пучка. Взаимное положение фронтов позволяет синхронизовать правильным образом времена срабатывания модуляторов.

Искажения полочки трапецеидального импульса, вносимые делителем, не должны превышать 0.3%. На одном ускоряющем модуле устанавливаются 8 делителей, так что в общей сложности необходимо обеспечить 480 (8 × 60) каналов измерения.

Для измерения высоких импульсных напряжений в ЛИУ-20 используются комбинированные резистивно-емкостные делители [7]. Схема делителя показана на рис. 3. Делитель состоит из верхнего, высоковольтного плеча с эквивалентной емкостью 20 пФ и сопротивлением 51 кОм, и нижнего плеча, представляющего комбинацию емкости 200 пФ и резистивного делителя с выходным сопротивлением 50 Ом, к которому подключается кабельная трасса. Основные параметры делителей:

– рабочее напряжение – до 30 кВ;

– средний коэффициент деления – 2211;

– полоса частот – 30 МГц;

– искажения полочки – <0.3%;

– температурная зависимость коэффициентов – $\pm 35 \cdot 10^{-6}/^{\circ}$C.

2.2. Трансформаторы тока пучка

Быстрые трансформаторы тока обеспечивают измерение тока пучка на различных участках пучкового тракта ЛИУ-20. В ускорительном тракте рас-

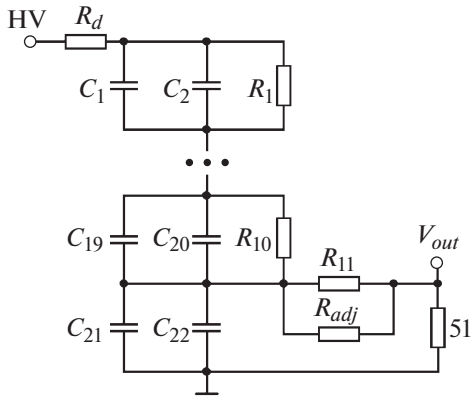

Рис. 3. Схема делителя. C_1–C_{22} = 100 пФ ± 1%, R_1–R_{11} = = 5.1 кОм ± 0.25%, R_d = 50 Ом; R_{adj} – резистор подстройки.

положены 28 трансформаторов тока: один расположен в инжекторе, непосредственно за анодом вакуумного диода, а 27 вмонтированы в ускоряющие модули. В канале транспортировки пучка до мишени имеются три размещенных вне ускоряющих модулей, трансформатора. Они расположены в различных сечениях транспортного канала и непосредственно перед мишенным узлом.

Трансформаторы в ускоряющих модулях вмонтированы во фланец, к которому крепится ускорительная трубка, и полностью ее охватывают. Таким образом, они отображают сумму тока пучка и тока через разносящие потенциал резисторы ускорительной трубки. Этот дополнительный ток регистрируется без пучка, а затем учитывается при обработке осциллограмм.

Конструктивно трансформаторы представляют собой магнитопровод из аморфного сплава 5БДСР размерами 388 × 369 × 10 (диаметр наружный × диаметр внутренний × высота) с навитой на него измерительной обмоткой. Обмотка насчитывает 30 витков, каждый виток шунтирован резистором $R_д$ = 1 кОм (рис. 4а) для демпфирования колебаний, возникающих из-за неоднородностей намотки и экранирования трансформатора. В нагрузке используется малоиндуктивный фольговый резистор $R_н$ = 1 Ом WSR21R000FEA компании Vishay [8]. Сигнал выводится из ускоряющего модуля через герметичный проходной коаксиальный разъем, расположенный на плоскости фланца ускоряющего модуля.

Коэффициенты трансформации при нагрузке 50 Ом составляют: инжектора – 92 А/В, ускоряющих модулей – 60 А/В, транспортного канала – 100 А/В. Время нарастания выходного сигнала не более 10 нс, спад вершины – не более 0.1% при длительности импульса до 400 нс.

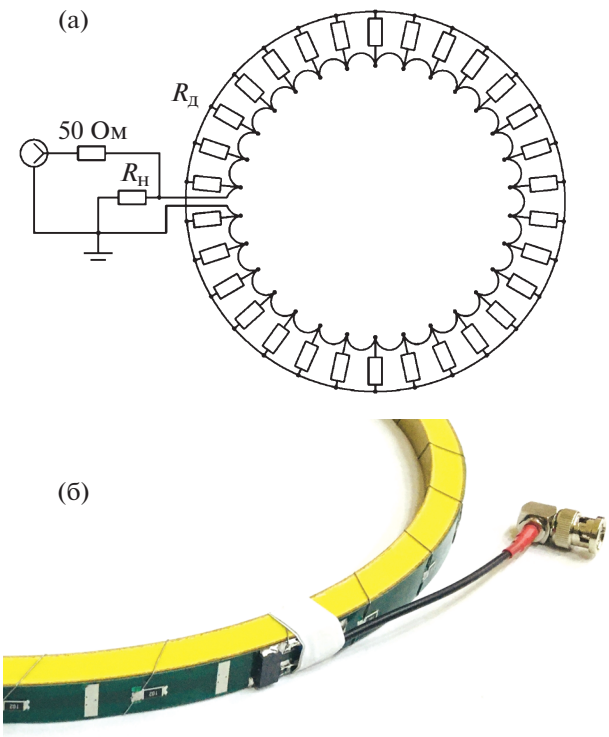

Рис. 4. Схема трансформатора тока (**а**) и внешний вид части сердечника с обмоткой и резисторами (**б**).

2.3. Датчик положения пучка

Для измерения положения пучка в линейном ускорителе применяется датчик, близкий по конструкции к полосковому. Чувствительный элемент представляет собой отрезок нержавеющей проволоки длиной 110 мм, заземленной с одного конца, а с другого – выведенный через вакуумированный изолятор на высокочастотный разъем (см. рис. 5).

В частотном диапазоне сигналов ЛИУ-20 датчик может рассматриваться как генератор тока, зашунтированный индуктивностью 60 нГн, образованной отрезком проволоки. Датчик нагружен на фильтр низких частот, имеющий входное сопротивление 50 Ом до нескольких сотен мегагерц. Отклик датчика, нагруженного на 50 Ом, с хорошей точностью описывается функцией однократного дифференцирования сигнала тока и выглядит как два последовательных прямоугольных импульса положительной и отрицательной полярностей, совпадающих по длительности и положению с фронтами сигнала тока.

Для приведения выходных амплитуд данного датчика, близких к значениям остальных датчиков осциллографического комплекса, фильтр выполняет предварительное интегрирование короткого импульса. Для этого его частотная характе-

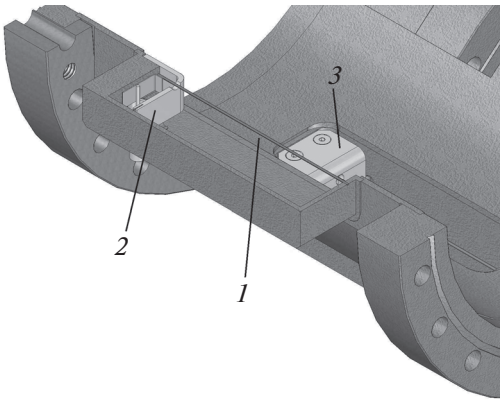

Рис. 5. Конструкция датчика положения пучка. *1* – проволока; *2*, *3* – вакуумные выводы по оси X (*2*) и по оси Y (*3*).

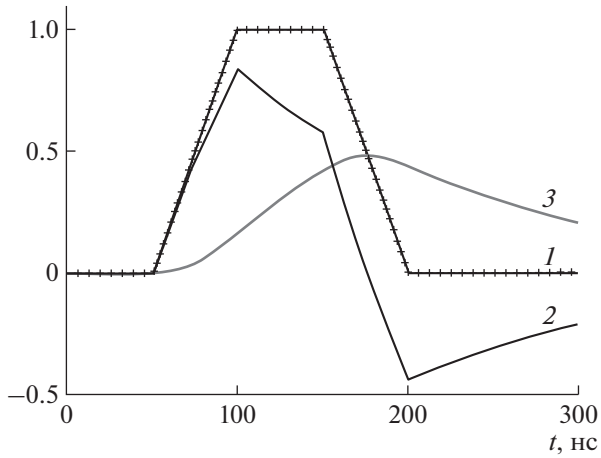

Рис. 6. Моделирование восстановления сигнала датчика положения. *1* – форма сигнала тока и восстановленный сигнал; *2* – сигнал на выходе фильтра, измеренный а.ц.п.; *3* – интеграл данных а.ц.п.

ристика сделана как у интегрирующего звена первого порядка с постоянной времени 160 нс.

Перед вычислением координат пучка выполняется восстановление формы сигналов. Так как функция передачи датчика представляет собой функцию однократного дифференцирования, можно написать следующее выражение для напряжения на выходе фильтра, используя преобразование Лапласа:

$$F[U_{ADC}] = F[I]L\frac{p}{1+p\tau_f},$$

где F – преобразование Лапласа, I – ток в проволочке датчика, U_{ADC} – сигнал аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.), τ_f – постоянная времени фильтра, L – индуктивность датчика. Для восстановления исходного сигнала $I(t)$ надо, очевидно, умножить образ функции U_{ADC} на обратный множитель $\frac{\tau_f}{L}\left(1+\frac{1}{p\tau_f}\right)$.

Выполнив обратное преобразование Лапласа и переходя к напряжениям, получим:

$$U(t) = U_{ADC}(t) + \frac{1}{\tau_f}\int_0^t U_{ADC}(\tau)\partial\tau,$$

где $U(t)$ – восстановленное напряжение, U_{ADC} – данные с а.ц.п. Нормализованные осциллограммы сигналов с выходов а.ц.п. и фильтра и восстановленный сигнал представлены на рис. 6. Амплитуда на выходе фильтра (один канал датчика) при пролете пучка через центр составляет 2 В/кА, чувствительность для определения отклонения центра тяжести – 0.1 В/(кА · мм). После восстановления форм сигналов с четырех проволочек датчика положение пучка в любой момент времени вычисляется по формуле

$$X = G_x\frac{U_{x1}-U_{x2}}{U_{x1}+U_{x2}}, \quad Y = G_y\frac{U_{y1}-U_{y2}}{U_{y1}+U_{y2}},$$

где X, Y – вычисленные координаты; G_x, G_y – коэффициенты пропорциональности, равные 20 мм; U_{x1}, U_{x2}, U_{y1}, U_{y2} – восстановленное напряжение с электродов датчика.

2.4. Модуль-адаптер

Сигналы, снимаемые с высоковольтных делителей, трансформаторов тока и датчиков положения пучка, выводятся из защищенного зала по кабельным трассам, имеющим строго одинаковую длину 16 ± 0.25 м. Особенности прокладки кабельных линий, а также их заметное количество ограничили габариты кабеля диаметром 6 мм. Для транспортировки сигналов использован негорючий радиочастотный кабель РК 50-3-310нг с диэлектриком из вспененного полиэтилена и двойной экранировкой: проволочной оплеткой и фольгой. Как показало экспериментальное изучение уровня наводок, собственная экранировка кабеля оказалась недостаточной. Поэтому сигнальные кабели группами по 4 штуки уложены в экранирующую оплетку ПМЛ 10 × 16.

Вследствие относительно небольшого диаметра кабеля при длине линий 16 м начинает проявляться скин-эффект, вызывающий на выходе линии плавное нарастание полочки импульса с постоянной времени, примерно равной 550 нс. Это искажение, достигающее 4%, недопустимо, поэтому на выходе сигнального тракта должно быть устройство, корректирующее пришедший сигнал.

Сигналы, снимаемые с датчиков, имеют амплитуду от 10 до 15 В, что приемлемо для отношения сигнал/наводка. Для приведения амплитуд

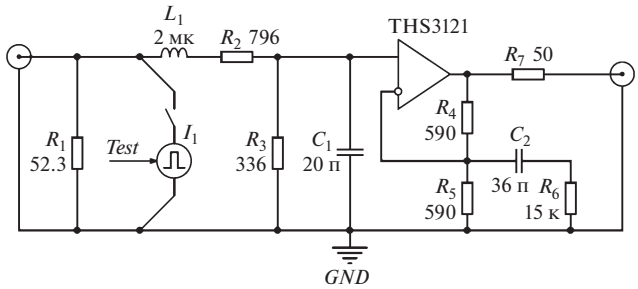

Рис. 7. Схема сигнального тракта модуля-адаптера.

сигналов к входным диапазонам осциллографических модулей и фильтрации помех в частотной полосе свыше 30 МГц также необходим адаптер.

Перечислим функциональные и технические возможности модуля-адаптера. Эти устройства работают совместно с аппаратурой локального контроллера и принимают сигналы с двух ускоряющих модулей, поэтому должны содержать по 16 каналов для обработки сигналов с высоковольтных делителей, 4 канала для сигналов с датчиков положения пучка, 1 канал – для трансформатора тока и 3 канала, которые являются резервными. Таким образом, суммарное число каналов модуля-адаптера составляет 24. Модуль должен быть выполнен в конструктиве “Евромеханика 3U”, чтобы монтироваться в ту же стойку, что и VME крейт с осциллографическими модулями. Он должен обеспечивать коррекцию искажений из-за скин-эффекта, нормализацию амплитуд сигналов и фильтрацию высокочастотных компонент. Погрешность статического коэффициента передачи должна быть не хуже 0.2%, а полоса частот ограничиваться величиной 30 МГц. Полное число модулей-адаптеров в ускорительной части – 30 и в транспортном канале – 4.

Схема сигнального тракта одного канала представлена на рис. 7. Входной сигнал приводится к диапазону ±4 В с помощью согласованного делителя с коэффициентом 3.37, образованного резисторами R_2, R_3. Для фильтрации помех делитель сделан частотно-зависимым и имеет частоту среза 33 МГц и спад амплитудно-частотной характеристики (а.ч.х.) –40 дВ/декада.

Коррекция искажений, вносимых скин-эффектом, заключается в дифференцировании входного импульса, что обеспечивается частотной зависимостью коэффициента передачи усилителя. Это дифференцирование компенсирует интегрирование сигнала из-за скин-эффекта. Значения сопротивлений в цепи обратной связи подбираются из условия $R_5/R_6 = 0.04$, а емкость C_2 – исходя из постоянной времени дифференцирования, равной 550 нс.

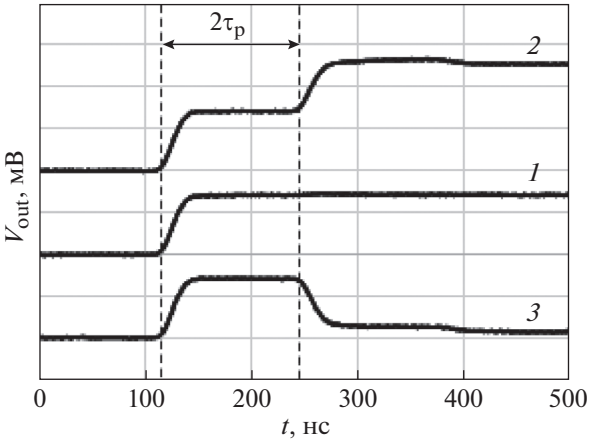

Рис. 8. Демонстрация проверки исправности трасс передачи сигналов: кабельная трасса исправна (*1*), разрыв кабельной трассы (*2*), кабельная трасса закорочена (*3*). Масштаб по вертикали 100 мВ/деление, длина кабельной трассы 15 м.

Еще одно крайне полезное свойство модуля-адаптера – возможность дистанционной проверки функционирования всех сигнальных трактов (от датчика до готовых данных) без посещения персоналом радиационно-опасной зоны. Перед началом экспериментов необходимо убедиться, что все 840 кабельных трасс исправны. Достигается это автоматизированным образом с помощью схемы проверки, присутствующей в каждом сигнальном тракте.

По приходу сигнала *Test* ключ подключает схему проверки к входам устройства, как показано на рис. 7, и затем она формирует импульс тока амплитудой 18 мА, длительностью 800 нс и фронтами 20 нс. Как результат, сигнал появляется на входе модуля-адаптера, а также “уходит” в кабельную трассу до соответствующего датчика. Таким образом, в течение времени $2\tau_p$ (τ_p – время распространения сигнала по коаксиальному кабелю) сигнальный тракт модуля-адаптера со стороны входа “видит“ волновое сопротивление коаксиальной линии передающей линии и далее – выходное сопротивление датчика. В итоге возможны три случая (см. рис. 8):

1) кабельная трасса исправна – в этом случае будет зарегистрирован импульс тестирования с длительностью 800 нс и амплитудой 130 мВ;

2) разрыв кабельной трассы – в зарегистрированной осциллограмме амплитуда увеличится в 2 раза через время $2\tau_p$ от разрыва;

3) кабельная трасса закорочена – в зарегистрированной осциллограмме амплитуда уменьшится через время $2\tau_p$ от закоротки.

Как можно увидеть, тестовые сигналы демонстрируют не только сам факт неисправности, а

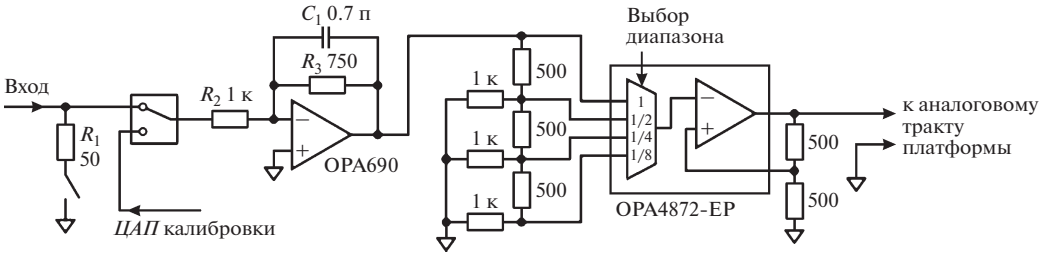

Рис. 9. Схема предусилителя ADC4x250-4Ch. *ЦАП* – цифроаналоговый преобразователь.

еще и с точностью до метра позволяют определить место неисправности.

3. ОСЦИЛОГРАФИЧЕСКИЕ МОДУЛИ ADC4x250-4Ch И ADCx32

Определим необходимые параметры наиболее массового осциллографического модуля, начав с оценки полосы частот сигнального тракта. Напомним, что идеализированная форма ускоряющих напряжений, формируемых модуляторами, – это трапецеидальный импульс с длительностью на полувысоте 100 нс и фронтами около 50–60 нс, однако для оценки полосы удобнее использовать не идеализированный трапецеидальный сигнал, а колоколообразный импульс, который можем представить как один период функции $U(t) = U_0 - U_0\cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right)$. Если принять T = 200 нс, то время нарастания по уровням 0.1–0.9 составит около 70 нс, а ширина на полувысоте – 100 нс, что близко к параметрам реального импульса. Целесообразно для оценок использовать T с некоторым запасом, приняв T = = 100 нс. В этой связи имеет смысл такой параметр преобразователя, как соотношение сигнал/шум, также определять в частотной полосе 10 МГц.

Предположим далее, что а.ч.х. тракта аналого-цифрового преобразования задается лишь одной постоянной времени τ. Тогда для гармонического сигнала с периодом T условие для τ такое:

$$\tau \le T\sqrt{2\delta},$$

где δ – амплитудная ошибка, вносимая трактом передачи сигнала [9]. С учетом того, что полная ошибка в каналах регистрации ускоряющих напряжений не может быть более 0.5%, примем за величину амплитудной ошибки 0.2%. Из этого получается значение $\tau \approx 6$ нс, что соответствует полосе частот тракта 27 МГц.

Определимся теперь с разрядностью преобразования. Выше отмечалось, что реальная разрешающая способность оцифровки сигналов должна быть примерно 10 бит, что вызвано динамическим диапазоном системы измерения траектории пучка. Такую разрешающую способность реально получить, используя а.ц.п. с разрядностью не менее 12 бит.

Последний параметр осциллографического модуля, требующий определения, – это частота выборок F_s. Для этого воспользуемся простым соотношением, дающим оценку F_s снизу и приведенным в [10]: $F_s = \frac{\alpha}{2.5\sqrt{\eta}}$, где $1/\alpha$ – характерное время изменения сигнала, η – погрешность линейной интерполяции. Положив $1/\alpha$ = 50 нс, а η = 0.2%, получим $F_s \approx$ 180 М выборок/с.

Подводя итог приведенным выше оценкам, можно сказать, что “быстрый” осциллографический модуль должен обладать следующими основными параметрами: F_s не менее 180 М выборок/с, разрядность 12 бит, полоса частот не менее 27 МГц, отношение сигнал/шум в полосе 10 МГц не хуже 60 дБ.

Модуль с соответствующими параметрами был разработан на базе универсальной аппаратной платформы, кратко описанной в [11], и получил название ADC4x250-4Ch. Его структурные решения рассматривались в той статье, поэтому здесь мы ограничимся лишь кратким описанием и параметрами.

Модуль содержит четыре одинаковых канала, тактируемых синхронно, причем эта тактовая частота связана с синхрочастотой, получаемой от магистрали VME крейта [12]. Средства синхронизации и таймирования осциллографического комплекса будут рассмотрены в следующем разделе.

В каждом из каналов (см. рис. 9) обеспечиваются диапазоны ±0.5 В, ±1 В, ±2 В и ±4 В, выбираемые программно. С выхода усилителя аналоговый сигнал поступает на дифференциальный драйвер аппаратной платформы, приводящий уровни сигнала к значениям, соответствующим микросхеме а.ц.п.

Взаимодействие усилителей и цифровой части аппаратной платформы выполняется посредством шины SPI. Для организации этого взаимодействия применена программируемая логическая интегральная схема (п.л.и.с., FPGA) Altera MAX II, которая преобразует данные SPI в команды выбора диапазонов, управления цифроаналогового преобразователя *ЦАП* и реле калибровки. В памяти п.л.и.с. также записываются величина смещения нуля в каждом канале и ошибка

масштаба. Эти данные определяются с помощью 16-разрядного *ЦАП* при проведении калибровки. В дальнейшем они используются в текущей работе для коррекции данных и проверки исправности аналогового тракта.

Задачи цифровой части заключаются в следующем:

– управление работой памяти при записи данных от а.ц.п., а также ее чтении через интерфейс VME;

– коррекция читаемых из памяти данных по результатам калибровки;

– установка режимов работы узлов платы: микросхем а.ц.п., блока тактирования, предварительного усилителя, интерфейса;

– организация транзакций через VME-интерфейс;

– инициация команд старта осциллографирования, запуска самотестирования и т.п.

Решение всех задач цифровой части обеспечивается посредством двух микросхем Altera Cyclone III EP3C25F324C6. Логическую структуру можно условно разделить на “быструю” и “медленную”. “Быстрая” отвечает за получение и сохранение данных от а.ц.п. и синхронный старт записи осциллограмм. Функционирование медленной части обеспечивается софт-процессором Nios II, который располагается в одной из п.л.и.с., выполняющей функции ведущей.

Использование софт-процессора позволило реализовать сложные алгоритмы работы. При инициализации процессор задает значения конфигурационных регистров фазовой подстройки промежуточной частоты (ф.а.п.ч.), а.ц.п., а далее может изменить их в соответствии с текущим режимом работы. Кроме того, в его задачи входит обработка обращений к регистрам платы по шине VME, выполнение алгоритмов при самотестировании, калибровке и осциллографировании. Параметры модуля ADC4x250-4Ch:

Количество каналов	4 синхронных			
Частота измерений, М выборок/с	250			
Входной диапазон, В	±0.5	±1	±2	±4
Полоса по уровню –3 дБ, МГц	95	90	85	80
Статический шум канала (среднеквадратичный), мВ	0.22	0.37	0.70	1.38
Смещение нуля, не более, мВ	0.3			
Ошибка масштаба, не более	$5 \cdot 10^{-4}$			
Соотношение сигнал/шум, дБ	64.1	65.6	66.1	66.2
Взаимное влияние каналов, дБ	–70			
Фазовый шум (среднеквадратичный), пс	0.7			
Объем памяти/канал	700000 точек			
Форм-фактор	VME64x, 6U 4HP			

Обсудим средства осциллографии технологических сигналов. В локальный контроллер эти сигналы поступают от двух модуляторных стоек, генерирующих импульсы напряжения для двух ускоряющих модулей секции (см. рис. 2). Перечислим требования к регистрирующей аппаратуре этих сигналов.

Общее число каналов измерения напряжения на формирующих линиях (PFN) в одной модуляторной стойке в настоящее время составляет 8, однако далее планируется перейти к трехимпульсной работе ускорителя (три пучка с разной длительностью), в связи с чем полное число каналов возрастет до 24. К этому количеству необходимо добавить регистрацию тока размагничивания. Таким образом, минимально необходимое число каналов для осциллографии технологических сигналов составит $2 \cdot (24 + 1)$. С учетом возможного развития целесообразно использовать два 32-канальных осциллографических модуля.

Устройство должно иметь возможность выполнять измерения сигналов различной длительности (500 мкс–100 мс) со средним темпом оцифровки 10–15 мкс/32 канала, что относительно времени процессов обусловливает практически синхронную регистрацию. Характерные времена изменения технологических сигналов не требуют полосы частот выше 50–70 кГц, а погрешности измерений на уровне 1% вполне достаточно, так как делители высоковольтных сигналов, применяемые для нормализации сигналов, лучшей точности не обеспечивают.

Для оснащения осциллографического комплекса потребуется 60 осциллографических модулей, поэтому для упрощения диагностики неисправностей и обеспечения надежной работы модули должны иметь функцию самотестирования.

Так как система управления строится на основе стандарта VME64x, модули должны быть выполнены в этом стандарте.

Структурная схема модуля, получившего название ADCx32, приведена на рис. 10. В модулях применены мультиплексированные аналого-цифровые преобразователи, так как производительность а.ц.п. с синхронными каналами является избыточной для регистрации технологических процессов. В то же время последовательный сдвиг моментов отсчетов во всех 32 каналах, вызванный опросом каналов, не должен быть более 20 мкс, чтобы можно было соотнести моменты разряда формирующих линий и максимум тока размагничивания сердечников индукторов, как это было показано на рис. 1. Такое требование заставило применить в модуле четыре мультиплексированных а.ц.п. с темпом опроса 1 мкс/канал. В результате 32 канала опрашиваются за 8 мкс, так как 4 а.ц.п. работают параллельно.

Управляющий узел модуля построен на п.л.и.с. Altera Cyclone III и осуществляет управление оперативным запоминающим устройством

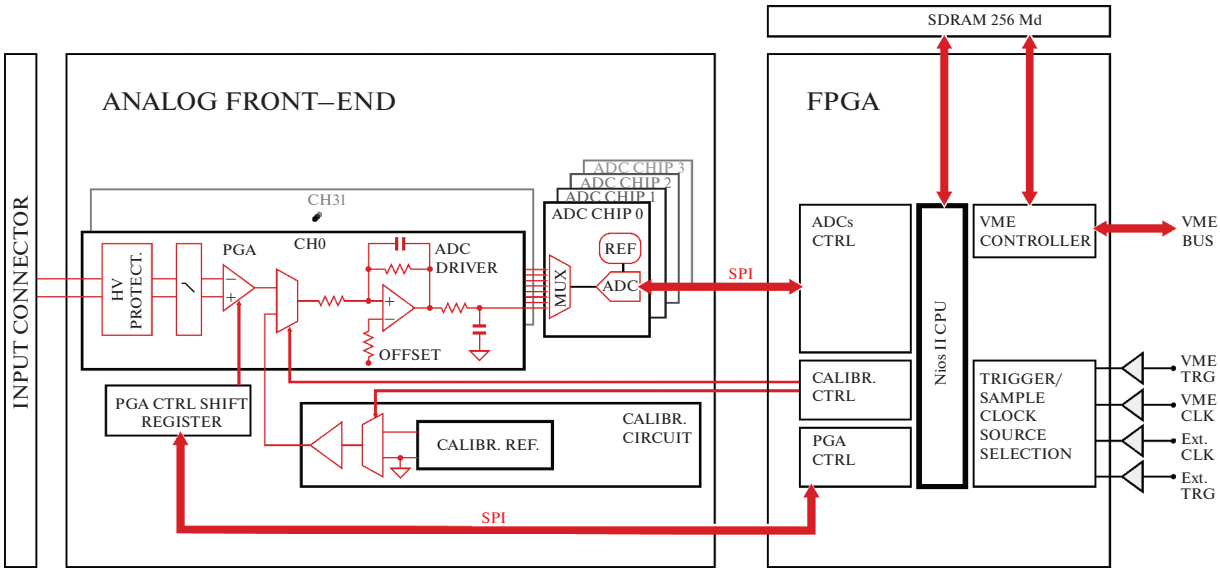

Рис. 10. Структурная схема ADCx32.

(о.з.у.) и поддержку VME-интерфейса, а через SPI-интерфейс – взаимодействие с блоком преобразователей. Последний состоит из четырех а.ц.п. AD7091R-8 и включает в себя схему калибровки для самотестирования.

Входные каскады содержат схему защиты, синфазный и противофазный *RC*-фильтры, сигнал с которых подается на инструментальный усилитель AD8251.

Так как производительность а.ц.п. 1 М выборка/с и разрешающая способность 12 бит, то п.л.и.с. должна успевать записывать в о.з.у. 48 бит данных за время < 1 мкс. Объем памяти определяется самым длительным процессом – зарядным напряжением (~ 100 мс):

$$(100\ \text{мс}/8\ \text{мкс})\cdot 32\ \text{канала}\cdot 16\ \text{бит} \sim 64\ \text{Мбит}.$$

Данная микросхема работает на частоте 133 МГц и имеет 256 Мбит памяти, что позволяет записывать ~ 500 тыс. точек/канал.

4. СИНХРОНИЗАЦИЯ ОСЦИЛОГРАФИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ

Важнейшее требование к осциллографическому комплексу – синхронная регистрация “быстрых” сигналов. Под синхронной регистрацией подразумевается неизменяемое от выстрела к выстрелу относительное положение моментов выборки сигналов для всех модулей комплекса. И второе, что подразумевается под синхронной регистрацией, – необходимость обеспечить старт регистрации процессов одновременно для всех “быстрых” модулей комплекса с допустимой разницей моментов старта не более 3–5 нс. Причем, эта разница должна быть постоянной и жестко привязанной к запуску мощных устройств.

Сформулированные требования объясняются двумя основными причинами. Первая – изучение влияния моментов запуска модуляторов на форму ускоряющего напряжения и точная расстановка моментов запусков. Вторая – максимально подробная и точная информация о поведении пучка в ускорительном тракте и возможность изучения корреляций различных процессов.

Для организации процедур запуска и таймирования оборудования ЛИУ-20, в том числе и для синхронной регистрации, создана глобальная система таймирования установки [5]. Глобальная система таймирования использует принцип единого времени, когда все территориально распределенные узлы имеют синхронно идущие часы, время в которых выставлено одинаковым с точностью несколько наносекунд. Структура системы с единым временем показана на рис. 11.

Главный таймер (System Timer – S-Timer), размещенный в центральном VME-крейте, устанавливает в часах локальных таймеров единое время с погрешностью ±2 нс. Также S-Timer передает по оптической линии синхрочастоту 250 МГц, принимаемую в локальных таймерах, что позволяет их часам идти синхронно. L-Timer’ы установлены в каждом локальном контроллере в выделенной позиции рядом с контроллером VME крейта, обеспечивая процедуры синхронизации и таймирования внутри этого крейта. Задача L-Timer’а – организовать взаимодействие с глобальной системой синхронизации, а на локальном уровне – обеспечить межмодульную синхронизацию.

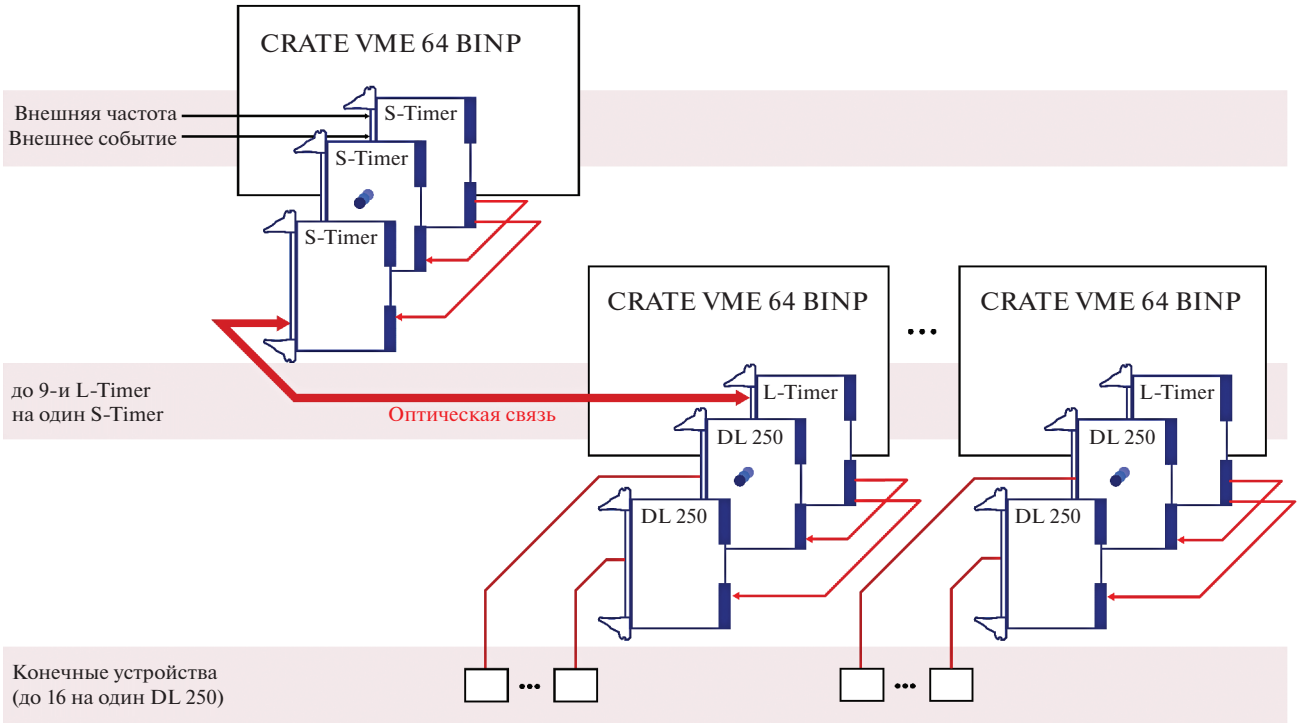

Рис. 11. Структура системы с единым временем.

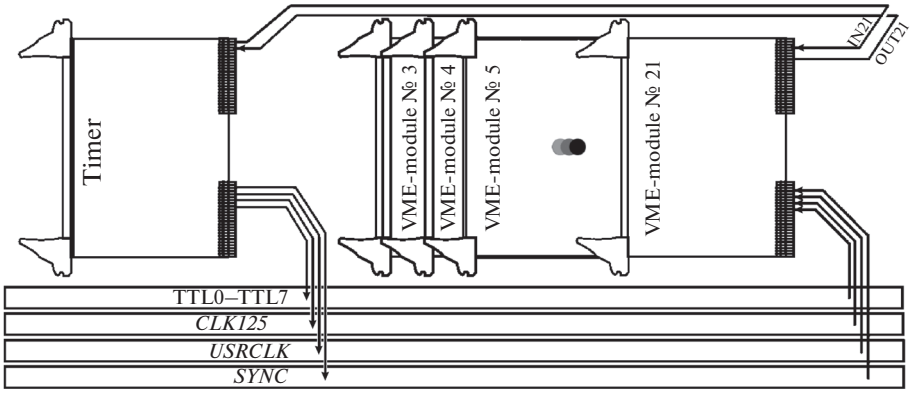

Рис. 12. Шины внутрикрейтовой синхронизации.

Стандартная системная магистраль VME64x не предоставляет средств межмодульной синхронизации. Чтобы их обеспечить, на нижнюю магистраль J2 крейта, используя так называемые user define pins, были добавлены шины, обеспечивающие межмодульную синхронизацию внутри крейта [12] – см. рис. 12:

– два синхросигнала в LVDS-формате *CLK125* и *USRCLK*, которые раздаются по индивидуальным шинам на каждый из слотов; физические длины шин для первых восьми слотов выравнены с точностью 0.2 нс;

– 8 TTL-линий TTL0–TTL7, проходящих “насквозь” через все слоты;

– сигналы точной синхронизации *SYNC* в LVDS-формате, также транслируемые по индивидуальным шинам на каждый из слотов, их физические длины для первых восьми модулей выравнены с точностью 0.2 нс;

– 19 индивидуальных шин для специфических режимов IN2–IN21/OUT2–OUT21.

Шины USRCLK и IN2–IN21/OUT2–OUT21 в данной работе не используются.

Сигнал *CLK125* предназначен для организации синхронной работы осциллографических

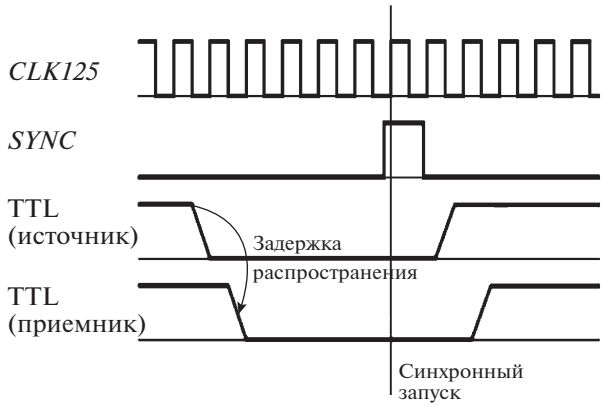

Рис. 13. Синхронизация в моде TTL+*SYNC*.

модулей, а также времязадающих модулей системы управления. Модули содержат схему ф.а.п.ч., которая обеспечивает внутренние узлы необходимым набором частот. В частности, в модуле ADC4x250-4Ch ф.а.п.ч. выдает частоту тактирования а.ц.п. 250 МГц, обеспечивая фазовый шум <1 пс. Напомним, что во всех 30 VME-крейтах осциллографического комплекса частота *CLK125* сфазирована посредством центрального S-Timer'а.

Импульсы TTL0–TTL7, выдаваемые на сквозные шины, могут применяться как несинхронные запуски, либо для выбора одного или группы модулей, которые должны принимать сигнал *SYNC*.

Линии SYNC предназначены для запуска с субнаносекундной точностью. Процедура точного старта заключается в следующем. L-Timer выставляет на одну или несколько шин TTLx сигнал, который должен восприниматься модулями-приемниками как разрешающий прохождение сигнала *SYNC* на узлы запуска этих модулей (см. рис. 13). Модули-приемники, использующие режим запуска по TTL+*SYNC*, должны в обязательном порядке принимать сигнал *CLK125*, а также вносить минимальную задержку для этого сигнала с тем, чтобы обеспечить уверенное срабатывание внутренних цифровых узлов, тактируемых от *CLK125*. Сигнал *SYNC* обеспечивает синхронный старт выбранных с помощью TTLx модулей с неопределенностью 0.2 нс.

5. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

Программное обеспечение осциллографического комплекса состоит из уровня работы с аппаратным обеспечением (Hardware Tier), промежуточного программного обеспечения (Middleware Tier) и уровня представления (Presentation Tier). Взаимодействие между компонентами реализовано на основе программной платформы Tango [13]. Общая структура приведена на рис. 14.

Ключевыми концепциями, лежащими в основе Tango, являются "классы устройств" (Device Class) и "устройства" (Device). Device Class является абстракцией, определяющей какие атрибуты (attributes), команды (commands), каналы (pipe) и свойства (properties) доступны посредством Device. Зачастую Device Class связан с определенным типом или семейством аппаратного обеспечения. Device, в свою очередь, предоставляет доступ непосредственно к физическому или программному устройству. Атрибуты можно рассматривать как технологические параметры системы, а команды как операции с устройством. Каналы позволяют передавать данные произвольной структуры. Свойства служат для хранения конфигурационных параметров или другой вспомогательной информации: единицы измерения, диапазон допустимых значений.

Tango не накладывает строгих ограничений на выбор механизма взаимодействия, позволяя реализовать схожее поведение как через атрибуты, так и через команды или каналы, оставляя этот вопрос на усмотрения разработчика. Например, измеренное значение а.ц.п. может быть получено чтением атрибута adcValue или вызовом команды getAdcValue. Несмотря на гибкость такого подхода, это может приводить к созданию разнородных Device Class, которые будет сложно интегрировать в единую систему управления.

Проведя анализ возможностей по созданию графических интерфейсов и средств архивирования, а также учитывая опыт создания систем управления на других установках, было сформулировано следующее правило: атрибуты должны описывать состояние аппаратного устройства, а команды переводить его из одного состояния в другое или являться логически выделенной операцией. Поясним на примере осциллографического модуля ADC4x250. Входной диапазон, источник тактирования, источник запуска, количество отсчетов, измеренные осциллограммы – это атрибуты, а старт, остановка и калибровка модуля – команды.

Tango-устройства, реализующие доступ к оборудованию, находятся на уровне аппаратного обеспечения и являются источниками данных как для компонентов уровня представления, так и уровня промежуточного программного обеспечения. К компонентам промежуточного программного обеспечения относятся система архивирования и программные устройства высокого уровня (High Level Device). На уровне представления реализованы графические пользовательские приложения для настройки устройств, просмотра и анализа данных.

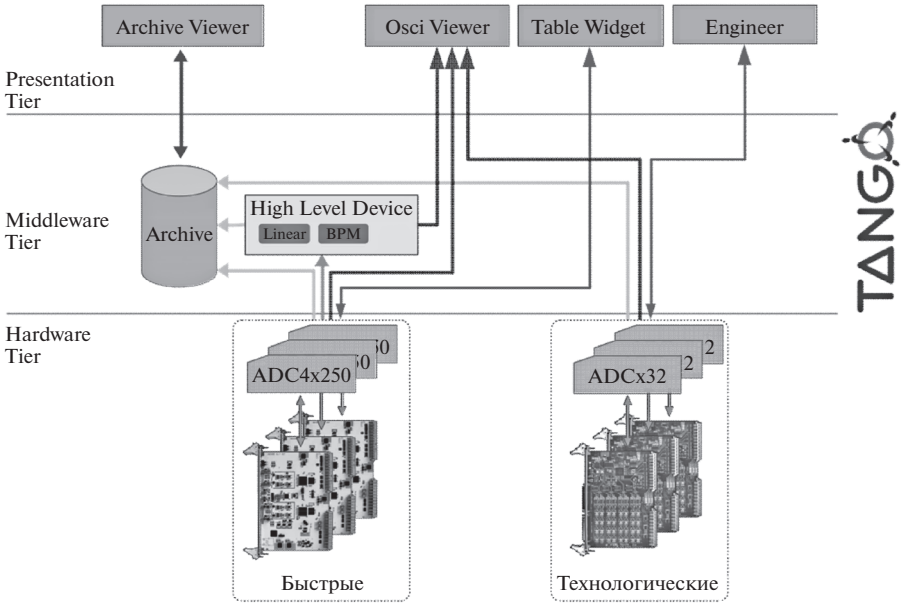

Рис. 14. Архитектура программного обеспечения осциллографического комплекса.

Программные устройства высокого уровня получают данные от одного или нескольких устройств нижнего уровня и преобразуют их по заданному закону. Так Linear возвращает линейную комбинацию входных осциллограмм и используется для вычисления суммы напряжений, что, напомним, определяет энергию, а BPM преобразует полученные данные в координаты пучка и интенсивность.

Поддерживаемые на момент разработки базы данных либо не предоставляли эффективного способа хранения осциллограмм, либо их использование требовало дополнительных вычислительных ресурсов и было неоправданно. Для преодоления этого ограничения авторами статьи были сделаны необходимые дополнения в программное обеспечение баз данных.

На уровне представления находятся графические приложения, которые можно разделить на следующие группы: инженерные (Engineer), табличные (Table Widget), средства доступа к архивным данным (Archive Viewer) и универсальный просмотрщик осциллограмм. Инженерные программы являются базовыми инструментами и предоставляют полный доступ к модулям, предназначены для пусконаладки, тестирования и устранения неисправностей. Табличные виджеты предназначены для удобной работы с большим количеством устройств и адаптированы под определенные сценарии использования. Универсальный построитель осциллограмм позволяет просматривать осциллограммы из разных источников: ADC4x250, ADCx32 или программных устройств верхнего уровня.

Таким образом, реализованный набор программного обеспечения позволил оператору удобным образом настраивать устройства комплекса цифровой осциллографии, отслеживать их работоспособность и, что самое главное, сохранять, изучать и сравнивать с историей полученные данные о работе рентгенографического комплекса ЛИУ-20.

В следующем разделе приведено несколько примеров, демонстрирующих методики работы с большим количеством осциллографических данных.

6. МЕТОДИКИ РАБОТЫ С ОСЦИЛЛОГРАММАМИ

Большую часть информации о состоянии ускорителя во время его работы оператор получает из осциллограмм. Во время высоковольтных испытаний, настройки ускорителя и проводки пучка анализ осциллограмм с датчиков различных типов является главной деятельностью оператора и основанием для выполнения тех или иных операций.

Как отмечалось в табл. 1, объем осциллографических данных, поступающих на мониторы пульта управления с каждым импульсом ускорителя, весьма велик. Создавая комплекс цифровой осциллографии, авторы опасались, что огромное количество осциллограмм сделает очень сложным визуальный анализ оператором предоставляемой информации и определения необходимых

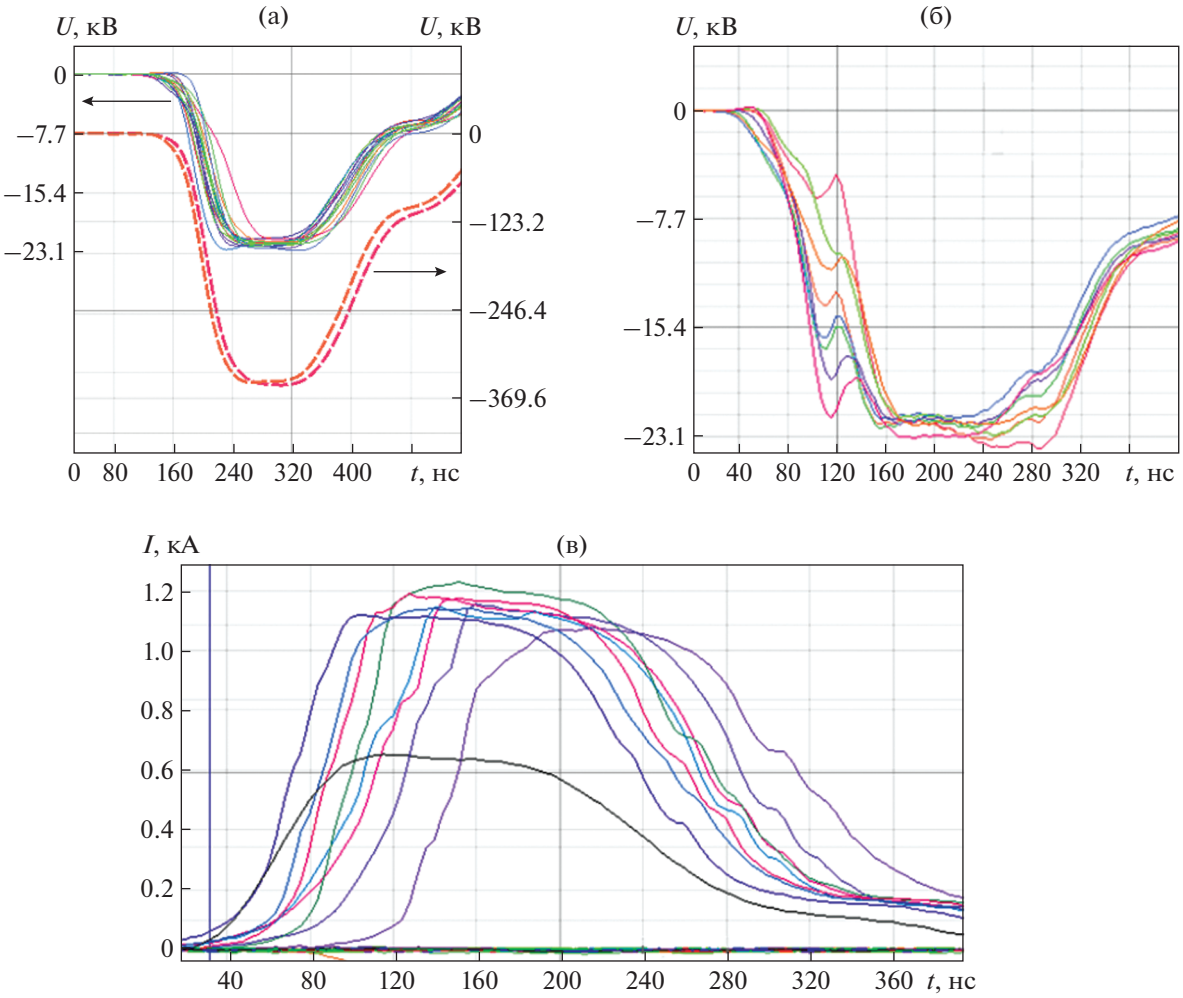

Рис. 15. Демонстрация осциллограмм “быстрых” сигналов: **а**, **б** – импульсы с высоковольтных делителей напряжения ускоряющих модулей (штриховыми линиями выделена сумма напряжений для каждой группы сигналов); **в** – сигналы с трансформаторов тока.

действий в различных ситуациях. В этой связи рассматривались возможные способы автоматизации этого анализа, как, например, предпринималось в [14, 15]. Однако работа с установкой в течение нескольких месяцев показала, что при продуманном способе представления осциллограмм опытный оператор в состоянии проводить визуальный анализ и принимать решения о необходимых действиях, хотя поиск надежных алгоритмов с целью автоматического выявления проблемных устройств будет продолжаться.

Опишем способы представления и методики работы с осциллограммами.

К осциллограммам, которые подлежат рассмотрению после каждого выстрела, относятся осциллограммы “быстрых” сигналов (импульсы с высоковольтных делителей напряжения, трансформаторов тока и датчиков положения пучка). Количество осциллограмм высокого напряжения на индукторах инжектора и ускоряющих модулей достигает 480. Для удобства анализа они объединяются в группы по 8 согласно ускоряющим модулям, а на монитор выводится две группы (16 каналов), соответствующие двум соседним ускоряющим модулям (рис. 15а). Как видно из рисунка, аномальное поведение ускоряющих напряжений вполне заметно. На графиках также показывается сумма напряжений для каждой группы (штриховые линии на рис. 15а), фактически отображающая прирост энергии пучка в соответствующих ускоряющих модулях.

Состояние инжектора отображается двумя группами по 24 осциллограммы. При первичной настройке системы импульсного питания ускорителя эти осциллограммы служат для определения стабильности работы коммутирующих устройств – тиратронов, а также для правильной расстановки времен запуска модуляторов. На

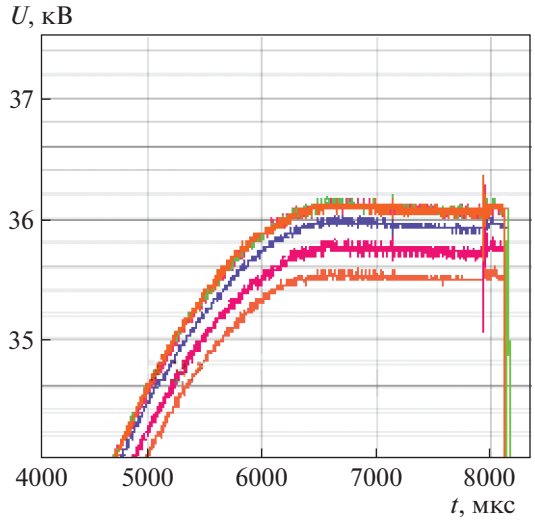

Рис. 16. Осциллограмма напряжения на формирующих линиях нескольких модуляторов.

рис. 15б показана ситуация, когда высоковольтные модуляторы одного из ускоряющих модулей были запущены раньше, чем в данном модуле оказался пучок, а на рис. 15а видно, что один из модуляторов запускается позже необходимого.

Сигналы с трансформаторов тока всего ускорительного тракта выводятся на один график (рис. 15в). Сигналы с трансформаторов тока и датчиков положения используются при настройке прохождения пучка через электронно-оптическую систему для определения амплитуды тока, формы и положения электронного пучка в различных сечениях ускорителя. Изменения в этих осциллограммах при отсутствии оперативных вмешательств могут свидетельствовать в основном о неисправностях в системе фокусировки и коррекции пучка.

По завершении настройки ускорительного тракта в регулярной работе осциллограммы “быстрых” сигналов позволяют оценить величину и разброс энергии электронного пучка, а любые изменения их формы служат сигналом о некорректной работе системы высоковольтного питания.

Осциллограммы медленных, технологических сигналов, к которым относятся напряжения на формирующих линиях модуляторов, токи размагничивания и токи импульсных линз, необходимы лишь в процессе настройки, а в регулярной работе носят справочный характер. Эти сигналы также выводятся группами в соответствии с ускорительными модулями (рис. 16). Обращаться к медленным сигналам приходится для определения адекватности текущих и заданных значений параметров, а также при обнаружении неисправностей в работе ускорителя для уточнения их источников.

Все данные за выстрел автоматически сохраняются в архив с указанием даты и времени их получения. При необходимости определить долгосрочную стабильность работы ускорителя, данные с каждого датчика (либо их группы) за весь интересующий оператора период можно вывести на одном графике.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан программно-аппаратный комплекс, с помощью которого регистрируются, визуализируются и архивируются осциллограммы нескольких сотен импульсных сигналов, поступающих от датчиков ускорителя ЛИУ-20, предназначенного для рентгенографических экспериментов. Комплекс, являющийся частью системы управления ускорителя, предоставляет исчерпывающую информацию о функционировании установки. Аппаратная инфраструктура комплекса базируется на стандарте VME64x с доработками, допускаемыми этим стандартом, что обеспечивает организацию межмодульной синхронизации (VME64-BINP). Программное обеспечение реализовано на основе платформы Tango.

Аппаратура и программное обеспечение введены в эксплуатацию более полугода назад и активно используются для поэтапной наладки оборудования установки и получения пучков с нужными параметрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Archuleta R., Sanchez L.* // Proc. LINAC08. Victoria, BC, Canada. 2008. P. 337.
2. *Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И.* Линейные индукционные ускорители. М.: Атомиздат, 1978.
3. *Akimov A., Bak P., Batrakov A., Chernitsa A., Khrenkov S., Nikitin O., Pavlov O., Petrov D., Zhelezkin D., Zhivankov K.* // Proc. 21st International Conference on Pulsed Power. Brighton, UK. 2017. P. 832.
4. *Akimov A., Akhmetov A., Bak P., Baydak A., Chernitza A., Egorychev M., Fedorova L., Eliseev A., Khrenkov S., Kulenko Ya, Ottmar A., Pachkov A., Panov A., Pavlov O., Petrov D., Zhivankov K.* // Proc. 21st International Conference on Pulsed Power. Brighton, UK. 2017. P. 829.
5. *Fatkin G., Baluev A., Batrakov A., Bekhtenev E., Kotov E., Macheret Ya., Mamkin V., Ottmar A., Pavlenko A., Panov A., Selivanov A., Selivanov P., Senchenko A., Serednyakov S., Shtro K., Singatulin S.* // Proc. ICALEPCS. Barcelona, Spain. 2017. P. 1485. https://doi.org/10.18429/JACoW-ICALEPCS2017-THPHA052
6. *Fatkin G., Baluev A., Batrakov A., Kotov E., Macheret Ya., Mamkin V., Pavlenko A., Panov A., Selivanov A.* // Proc. ICALEPCS 2017. Barcelona, Spain. 2017

7. *Батраков А.М., Васильев М.Ю., Котов Е.С., Штро К.С.* // ПТЭ. 2020. № 2. С. 58. https://doi.org/10.31857/S0032816220020093
8. Техническое описание высоковольтных резисторов Vishay. http://www.vishay.com/resistors-fixed/list/product-30101/
9. *Батраков А.М.* Дис. ... д-ра техн. наук. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2011. 231 с.
10. Преобразование информации в аналого-цифровых устройствах и системах / Под ред. Г.М. Петрова. М.: Машиностроение, 1973.
11. *Kotov E.S., Batrakov A.M., Fatkin G.A., Pavlenko A.V., Shtro K.S., Vasilyev M.Yu.* // Proc. ICALEPCS. Barcelona, Spain. 2017. P. 1291. https://doi.org/10.18429/JACoW-ICALEPCS2017-THMPL09
12. *Fatkin G., Baluev A., Batrakov A., Kotov E., Macheret Ya., Mamkin V., Pavlenko A., Panov A., Selivanov A.* // Proc. ICALEPCS. Barcelona, Spain. 2017. P. 1294. https://doi.org/10.18429/JACoW-ICALEPCS2017-THMPL10
13. https://www.tango-controls.org/
14. *Merle E., Delvaux J., Mouillet M.* // Proc. 2001 Particle Accelerator Conference. Chicago. 2001. P. 3478.
15. *Фатькин Г.А.* // Автометрия. 2015. Т. 51. № 1. С. 22.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 65–68

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.08

МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ АБСОЛЮТНЫХ ПОТОКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ 0.15–1.0 кэВ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ $\lambda/\Delta\lambda \approx 20$ И ВРЕМЕННЫМ 30 пс РАЗРЕШЕНИЯМИ

© 2021 г. А. Н. Мунтян[a], С. И. Петров[a], Н. М. Романова[a,*], Е. В. Санкин[a]

[a] *РФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики, Институт лазерно-физических исследований Россия, 607188, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37*

**e-mail: natusromashka@mail.ru*

Поступила в редакцию 22.03.2020 г.
После доработки 07.08.2020 г.
Принята к публикации 10.09.2020 г.

Разработана методика регистрации рентгеновского излучения со спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 20$ в пяти спектральных каналах в диапазоне энергий 0.15–1.0 кэВ и временным разрешением ~30 пс на основе многослойных рентгеновских зеркал и рентгеновского электронно-оптического фотохронографа. Методика применяется для регистрации динамики формирования поля рентгеновского излучения в полости конвертора.

10.31857/S0032816221010353

Значительная часть экспериментов, проводимых на установке “Искра-5”, основана на облучении исследуемых мишеней рентгеновским излучением, которое формируется в различных боксах-конверторах при воздействии на них лазерным излучением [1]. Характерные температуры рентгеновского излучения в полости конвертора лежат в диапазоне 100–200 эВ, следовательно, регистрацию необходимо проводить в спектральном диапазоне 0.1–1 кэВ с временным и спектральным разрешением. Ранее для таких измерений использовалась методика, в которой спектральные каналы вырезались при помощи зеркал полного внешнего отражения и краевых фильтров, что обеспечивало спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda \approx 3$–7 [2].

В данной работе представлена методика регистрации рентгеновского излучения со спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 20$ в пяти спектральных каналах в диапазоне энергий 0.15–1.0 кэВ и временным разрешением ~30 пс на основе многослойных рентгеновских зеркал (м.р.з.) и рентгеновского электронно-оптического фотохронографа. Для реализации методики разработан спектрограф РИВС-5. Спектрограф обеспечивает необходимый угол падения излучения на сборку из пяти м.р.з. и отраженного излучения – на фотокатод фотохронографа РФР-4 [3]. Фотография спектрографа РИВС-5 представлена на рис. 1.

Для калибровки м.р.з. подготовлен стенд на основе рентгеновского дифрактометра ДРОН-7 и измерены кривые отражения пяти м.р.з. в трех первых порядках отражения на излучении линии K_αCr 5.415 кэВ. По известным формулам [4, 5] определены межплоскостные расстояния, отно-

Рис. 1. Фотография спектрографа РИВС-5.

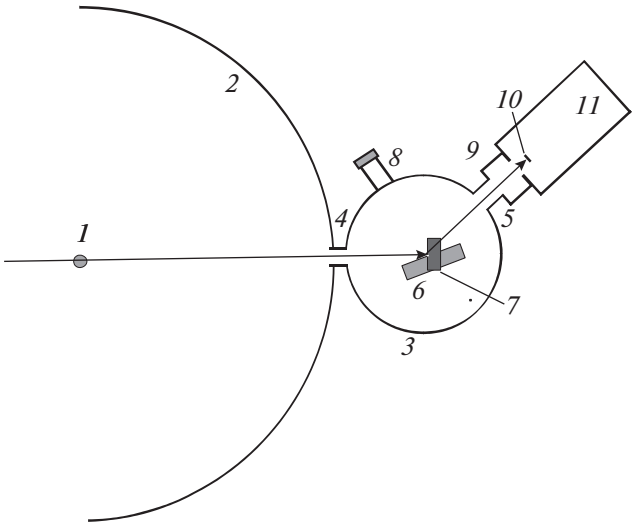

Рис. 2. Оптическая схема регистрации. *1* – мишень; *2* – камера взаимодействия; *3* – корпус РИВС-5; *4* – входной фланец; *5* – выходной фланец; *6* – сборка многослойных зеркал; *7* – вспомогательное зеркало; *8* – окно для наблюдения за плоскостью зеркал; *9* – вакуумный затвор; *10* – фотокатод РФР-4; *11* – РФР-4.

шение толщин слоев материалов в зеркале и шероховатости слоев зеркал.

По стандартным методикам [6] проведена калибровка абсолютной чувствительности фотохронографа РФР-4 в центре экрана, составившей $7.8 \cdot 10^{-3}$ отсчетов п.з.с.·см^2/электрон, неоднородности чувствительности РФР-4 по экрану и его дисторсионных искажений, толщины подложки фотокатода (полипропилен толщиной 2.32 мкм) и толщины фотокатода (Au толщиной 24 нм).

Оптическая схема регистрации спектрографа РИВС-5 приведена на рис. 2.

Предварительно на основе данных по результатам калибровки м.р.з. были рассчитаны спектральные кривые отражения зеркал при рабочем угле падения излучения 11° на зеркала. Рассчитанные кривые отражения приведены на рис. 3.

По программе XRAY [7] рассчитаны величины сигналов на фотохронографе в зависимости от температуры излучения. Подобраны параметры дополнительных фильтров, позволяющие получить сигналы за зеркалами в пределах динамического диапазона регистрации РФР-4 при температуре излучения от 50 до 150 эВ. Для канала 4 требуется дополнительный фильтр из Cu толщиной ~1 мкм, для канала 3 – фильтр из Fe толщиной ~1 мкм, для канала 1 – фильтр из лавсана толщиной ~3.5 мкм. Для каналов 2 и 5 дополнительные фильтры не требуются.

Спектральный состав излучения, регистрируемый в каждом канале при температуре излучения 100 эВ, представлен на рис. 4а. Как видно из рис. 4а, влияние спектральной чувствительности фотокатода РФР-4 и дополнительных фильтров приводит к тому, что в канале 1 средняя регистрируемая энергия кванта изменится и составит 250 эВ вместо 180 эВ. На рис. 4б представлен спектральный состав излучения, зарегистрированный без и при наличии дополнительного фильтра. В канале 2 примерно 20% от величины сигнала будет определяться излучением, лежащим в *K*-окне углерода. В трех других каналах наличие дополнительных фильтров существенно не влияет на регистрируемый спектральный состав излучения.

Спектрограф был использован в опытах на основной камере установки “Искра-5”. На рис. 5 представлены характерная фотохронограмма формы импульсов, зарегистрированных в разных каналах, и потоки рентгеновского излучения из мишени в момент максимальной амплитуды импульсов и за 300 пс до максимума. Сигнал в канале 5 оказался ниже порога регистрации.

В данном опыте облучалась мишень, представляющая собой цилиндр из полипараксилилена диаметром 0.65 мм и длиной 1.65 мм, покрытый изнутри слоем золота толщиной ~2 мкм. Мишень облучалась четырьмя каналами установки “Искра-5”, излучение вводилось через 4 отверстия в цилиндре, каждое диаметром 0.3 мм. В боковой поверхности цилиндра прорезана щель, на которую были наклеены фольги различных типов. Как показали измерения по стандартной методике [2], обладающей пространственным разрешением, вклад излучения из щели составил менее 10%, и в первом приближении можно считать, что все излучение вышло из отверстия ввода.

В табл. 1 представлены результаты измерения длительности импульса на полувысоте интенсивности и температуры излучения для каждого канала в момент максимальной амплитуды импульса. Согласно табл. 1, пиковая температура излучения в

Таблица 1. Длительности импульсов на полувысоте интенсивности $\tau_{0.5}$ и пиковые температуры излучения T_e для каждого канала в момент максимальной амплитуды импульса

Параметр	Канал 1, 0.25 кэВ	Канал 2, 0.4 кэВ	Канал 3, 0.6 кэВ	Канал 4, 0.8 кэВ
$\tau_{0.5}$, нс	0.82 ± 0.1	0.85 ± 0.05	0.80 ± 0.05	0.65 ± 0.05
T_e, эВ	83 ± 20	77 ± 6	82 ± 5	87 ± 4

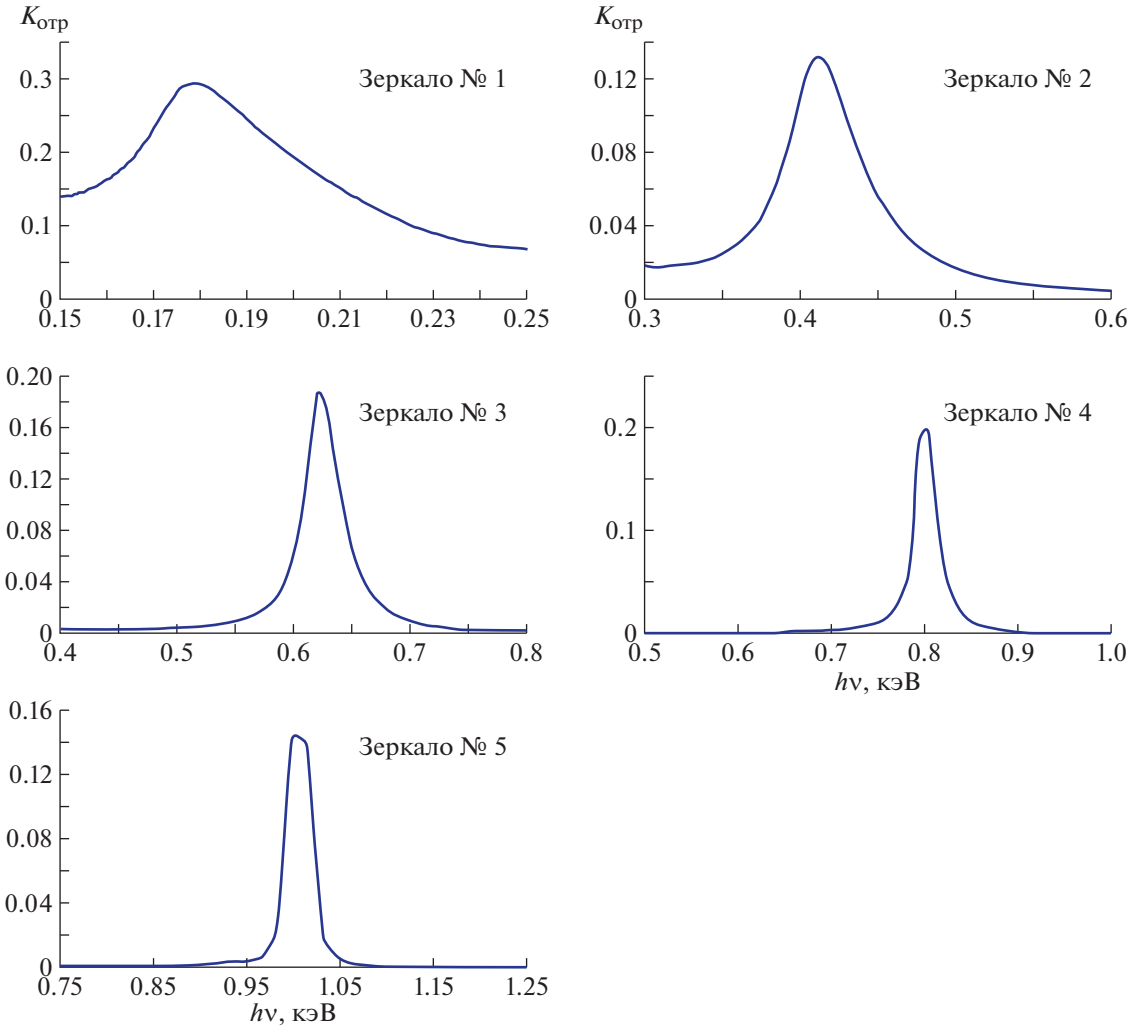

Рис. 3. Кривые отражения м.р.з. при угле падения излучения 11°.

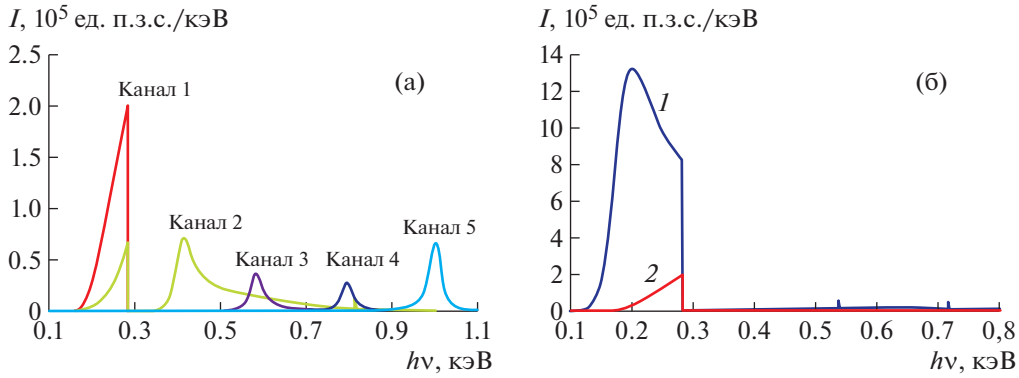

Рис. 4. Спектральный состав излучения, регистрируемый: **а** – в каналах 1–5 при температуре излучения 100 эВ; **б** – в канале 1 без (*1*) и при наличии (*2*) дополнительного фильтра.

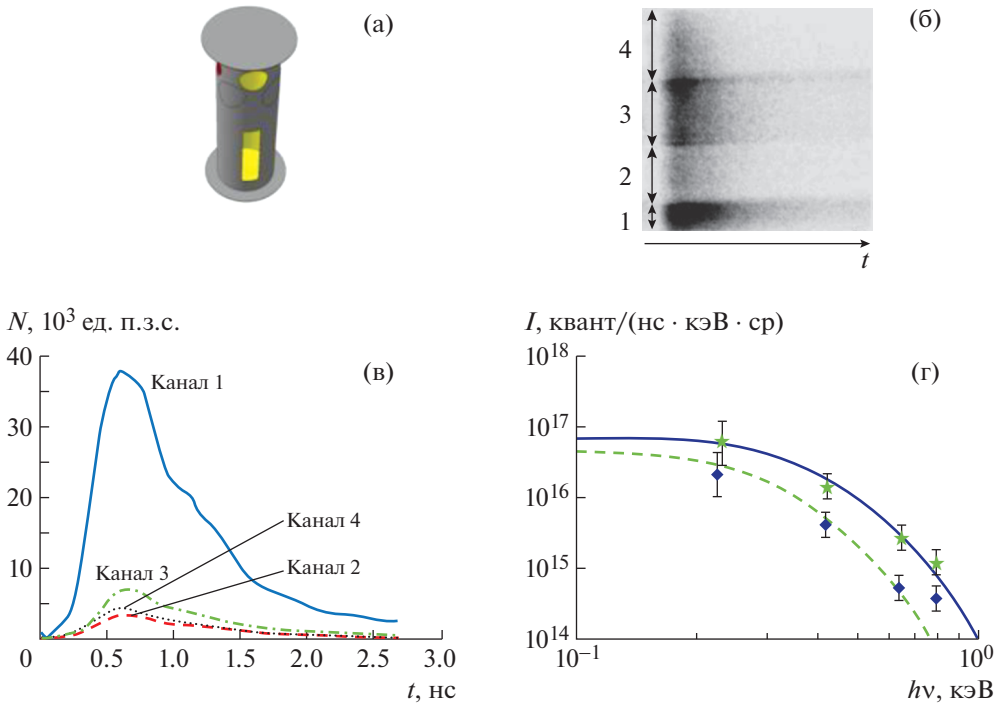

Рис. 5. Регистрация свечения мишени с временным разрешением в различных спектральных интервалах: **а** – вид мишени, как ее видит фотохронограф; **б** – фотохронограмма; **в** – форма импульса в спектральных каналах; **г** – восстановленные потоки рентгеновского излучения из мишени на момент максимальной амплитуды импульсов (звездочки) и за 300 пс до максимума (ромбики), а также планковский спектр при температурах 83 эВ (сплошная линия) и 64 эВ (штриховая).

боксе-конверторе равна ≈80 эВ, а длительность импульса в спектральном диапазоне ≤0.6 кэВ составила ~0.8 нс (что совпадает с результатами регистрации по стандартной методике [2]) и уменьшилась до 0.65 нс в канале 0.8 кэВ.

Таким образом, реализована методика регистрации излучения лазерной плазмы в диапазоне энергий 0.15–1.0 кэВ со спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 20$ и временным разрешением 30 пс на основе м.р.з. и рентгеновского электронно-оптического фотохронографа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абзаев Ф.М., Бельков С.А., Бессараб А.В., Бондаренко С.В., Бушуев В.С., Гайдаш В.А., Гаранин С.Г., Долголева Г.В., Дороготовцев В.М., Жидков Н.В., Изгородин В.М., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Литвин Д.Н., Мартыненко С.П. и др.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. Вып. 6(12). С. 1993.
2. *Лазарчук В.П., Муругов В.М., Петров С.И., Сеник А.В.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 1. С. 101.
3. *Лазарчук В.П., Литвин Д.Н., Муругов В.М., Петров С.И., Прянишников И.Г., Сеник А.В.* // ПТЭ. 2004. № 2. С. 251.
4. *Виноградов А.В.* // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 12. С. 1113.
5. *Чхало Н.И.* Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Нижний Новгород: Институт физики микроструктур ИФМ РАН, 2009.
6. *Лазарчук В.П., Мунтян А.Н., Муругов В.М., Петров С.И., Сеник А.В.* // ПТЭ. 2004. № 2. С. 255.
7. *Лазарчук В.П., Муругов В.М., Петров С.И., Сеник А.В.* // Тез. докладов XII Всероссийской конференции “Диагностика высокотемпературной плазмы”. (Звенигород, 2007) Троицк: ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 2007. С. 170.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 69–75

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.533.72+537.533.335

ПОВЫШЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ УСКОРЯЮЩЕГО ЗАЗОРА В ИСТОЧНИКЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ

© 2021 г. В. И. Шин[a,*], П. В. Москвин[a], М. С. Воробьев[a], В. Н. Девятков[a], С. Ю. Дорошкевич[a], Н. Н. Коваль[a]

[a] *Институт сильноточной электроники СО РАН*
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3

**e-mail: shin.v.i@yandex.ru*

Поступила в редакцию 19.06.2020 г.
После доработки 07.10.2020 г.
Принята к публикации 19.10.2020 г.

Исследована стабильность работы источника электронов с плазменным катодом с сеточной (слоевой) стабилизацией границы эмиссионной плазмы и плазменным анодом, граница которого открыта. Повышение стабильности работы источника достигнуто за счет уменьшения обратных газового и ионного потоков при изменении траектории электронного пучка благодаря размещению эмиссионного электрода источника электронов и мишени в разных плоскостях. Проведены калориметрические измерения радиального распределения плотности энергии генерируемого электронного пучка как в условиях его отклонения, так и в режиме “прямой” транспортировки, когда коллекторная мишень находится в прямой видимости от эмиссионного электрода. Экспериментально показано, что при отклонении пучка стабильность работы источника электронов кратно возрастает, что позволяет расширить диапазон параметров пучка и открывает новые возможности использования такого электронного источника в научных и технологических целях.

DOI: 10.31857/S0032816221020191

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники электронов на основе плазменных эмиттеров применяются для генерации как широких, так и сфокусированных электронных пучков, имеющих энергию до 300 кэВ с током от единиц ампер до нескольких килоампер [1]. Отдельный интерес вызывают источники электронов, ориентированные на их использование для модификации поверхности различных неорганических материалов, функциональные свойства которых в ряде случаев улучшаются на порядок и выше [2, 3].

К основным преимуществам импульсного электронно-пучкового облучения, по сравнению с традиционным видом воздействия концентрированным потоком энергии на поверхность – лазерным, можно отнести более высокий коэффициент полезного действия (до 90%) электронных источников, высокую эффективность энерговклада в поверхностный слой материала (малый коэффициент отражения электронов), возможность полного контроля и управления всеми параметрами облучения при высокой степени локализации энергии в поверхностном слое, значительно бóльшую (до 10 см^2) площадь поверхности, обрабатываемой за импульс [4–8], а также сравнительно низкую (±10%) неоднородность распределения плотности тока по сечению пучка.

По сравнению с мощными ионными пучками [9–11], которые также могут использоваться для модификации поверхности материалов, низкоэнергетические (<30 кэВ) плотные электронные пучки генерируются в частотно-импульсном (до 10 Гц) режиме при меньших (на порядок величины) ускоряющих напряжениях и не требуют создания специальной радиационной защиты, так как сопутствующее рентгеновское излучение экранируется стенками рабочей вакуумной камеры.

Высокая энергетическая эффективность, более высокая однородность плотности энергии по сечению потока, хорошая воспроизводимость импульсов и высокая частота их следования выгодно отличают импульсные электронные пучки также и от импульсных потоков низкотемпературной плазмы при потенциальном использовании тех и других в технологических целях [9, 10, 12–14]. Таким образом, в настоящее время можно сделать однозначное заключение о перспективности использования электронных пучков в различных технологических процессах и научных целях, позволяющих достигать эффектов на поверхности материалов, которые не могут быть ре-

ализованы с использованием альтернативных методов.

Однако, как и в любых других источниках электронов, проблемы электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка и эмиссионной способности сетчатого плазменного катода на основе различного типа разряда являются крайне актуальными. Теоретическая модель такого катода и анализ его эмиссионных свойств представлены в [15, 16]. Эффективность извлечения электронов из плазмы разряда, которая определяется отношением тока электронной эмиссии к току разряда, в высоковольтных электронных источниках с плазменным катодом обычно ограничена на уровне 70% во избежание дестабилизации работы плазменного катода [17].

Рабочее давление источников электронов с плазменным катодом также ограничено сверху, что связано не только с пашеновским пробоем ускоряющего промежутка, но и, согласно [18], с нарушением стабилизирующей функции эмиссионной сетки в результате выхода границы эмитирующей плазмы за сетку в ускоряющий промежуток и переключением разряда с анода на извлекающий электрод. В этом случае в ускоряющем промежутке происходит неконтролируемая интенсивная ионизация газа, рост ионного потока со стороны ускоряющего промежутка в эмитирующую плазму, повышение концентрации плазмы, а соответственно, дальнейшее увеличение электронной эмиссии.

Поскольку все эти процессы носят лавинообразный характер, завершаются они так называемым “плазменным” пробоем промежутка. Также эти процессы накладывают жесткие требования к выбору размера ячейки эмиссионной сетки. При этом авторы работы [18] отмечают, что существуют и другие механизмы возникновения электрического пробоя ускоряющего промежутка, например электрический пробой, связанный с зажиганием низковольтного разряда между электродами ускоряющей системы. Такой механизм пробоя отмечен также и в работе [1] и чаще всего связан с тем, что значительная геометрическая прозрачность эмиссионных электродов приводит к равенству давлений в ускоряющем промежутке и плазменном эмиттере, поэтому работоспособность источников электронов обеспечивается благодаря тому, что ускоряющий промежуток делают достаточно длинным для предотвращения вакуумного пробоя и в то же время достаточно коротким, чтобы избежать в нем самостоятельного газового разряда [1].

Основным же механизмом электрического пробоя высоковольтного ускоряющего промежутка в источниках электронов такого типа считается зарядка обратным ионным потоком диэлектрических пленок на поверхности эмиссионной сетки, обращенной в сторону ускоряющего промежутка. Накопление электрического заряда в этом случае приводит к росту напряженности электрического поля в пленке, при достижении определенного значения которой происходит пробой пленки. Ток пробоя приводит к инициированию на поверхности эмиссионной сетки катодного пятна с неограниченной эмиссионной способностью и, как следствие, к электрическому пробою ускоряющего промежутка. Единственным “спасением” от таких пробоев является высокая чистота высоковольтных электродов, а также безмасляные средства вакуумной откачки.

Для повышения электрической прочности ускоряющего промежутка необходимо обеспечить защиту эмитирующей поверхности катода от формирования диэлектрических пленок, образованных в результате взаимодействия интенсивного электронного пучка с мишенью.

Однако какими бы ни были средства откачки и материал высоковольтных электродов, взаимодействие пучка с мишенью приводит к интенсивной десорбции газа, испарению различных загрязнений с поверхности мишени, а также к плавлению самой мишени. Эти пары, расширяясь со скоростью ~ 10^4 см/с в канале транспортировки, могут достигать эмиссионного электрода, загрязняя и отравляя его поверхность, а, следовательно, также снижать электрическую прочность высоковольтного ускоряющего промежутка [19].

Кроме этого пары́ могут ионизоваться электронным пучком, образуя коллекторную плазму, скорость расширения которой ~ 10^6 см/с, что также чаще всего приводит к инициированию пробоя в ускоряющем зазоре. Именно поэтому данная работа посвящена решению задачи повышения стабильности работы источника электронов с сетчатым плазменным катодом путем уменьшения обратного газового и ионного потоков с целью дальнейшего расширения рабочих параметров генерируемого электронного пучка.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Работа выполнена с использованием источника электронов “Соло” [7] с плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы и плазменным анодом, граница которого открыта и подвижна, что позволяет генерировать широкий (диаметром до 40 мм) интенсивный (током до 200 А) субмиллисекундный (до 200 мкс) электронный пучок. Схема модернизированной экспериментальной установки “Соло” представлена на рис. 1.

Система имеет двухступенчатую схему зажигания разряда. Инициирующий (поджигающий) разряд загорается между полым электродом *1* и

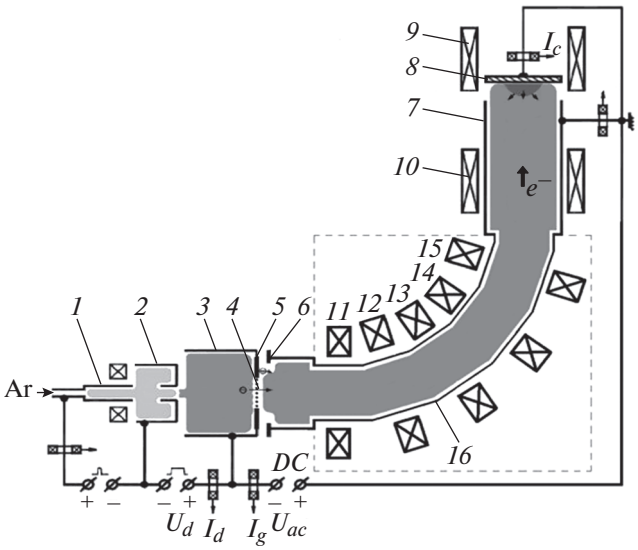

Рис. 1. Схема модернизированной электронно-пучковой установки “Соло”. *1* – поджигающий электрод; *2* – катод; *3* – анод; *4* – сетка; *5* – эмиссионный электрод; *6* – извлекающий электрод; *7* – труба дрейфа; *8* – коллектор; *9*, *10* – соленоиды системы транспортировки; *11–15* – соленоиды отклоняющей системы; *16* – секторный отвод; U_d – напряжение дугового разряда, I_d – ток дугового разряда, U_{ac} – ускоряющее напряжение, I_g – ток в ускоряющем промежутке, I_c – ток коллектора.

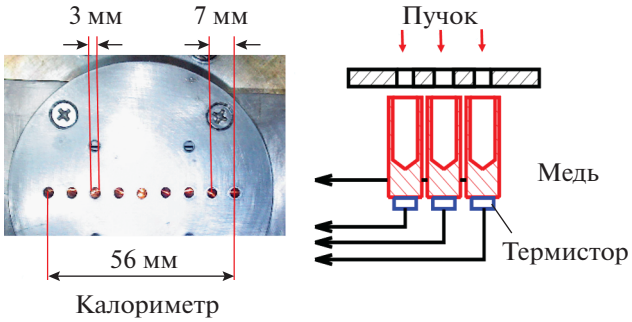

Рис. 2. Внешний вид и вид калориметра в разрезе.

катодом *2*. Основной дуговой разряд горит между катодом *2* и полым анодом *3*. Постоянное ускоряющее напряжение (до 25 кВ) прикладывается между плоским эмиссионным электродом *5* и извлекающим электродом *6*, выполненным в виде диафрагмы ∅82 мм. Эмиссионный электрод представляет собой плоскую пластину из нержавеющей стали, в центре которой выполнено эмиссионное отверстие ∅40 мм, перекрытое мелкоячеистой сеткой *4* из нержавеющей стали.

Извлекающий электрод *6*, труба дрейфа *7* и коллектор *8* находятся под потенциалом “земли”. В качестве материала коллектора выбран алюминий, являющийся сравнительно легкоплавким материалом, как наиболее подходящий для проведения данных экспериментов, целью которых на данном этапе являлось не достижение максимальных параметров пучка, а определение наиболее устойчивых режимов его генерации.

Для транспортировки пучка используются соленоиды *9*, *10*. Для уменьшения обратного ионного и газового потоков в конструкцию данного стенда была внедрена магнитная отклоняющая система, которая позволила разместить эмиссионный электрод источника электронов и мишень в разных плоскостях. Отклоняющая система представляет собой секторный отвод *16* из нержавеющей стали, на каждый сектор которого смонтированы соленоиды *11–15*.

Система визуализации радиального распределения относительной плотности энергии пучка в области взаимодействия с материалом, необходимая для выявления возможных радиальных неоднородностей в распределении плотности энергии пучка, представляет собой цилиндр, на приемном основании которого имеется 9 круглых отверстий, расположенных линейно на одной оси, с расстоянием между соседними осями отверстий 7 мм (рис. 2). В корпусе блока термисторов из нержавеющей стали линейно смонтированы 9 теплоизолированных поглотителей (цилиндры Фарадея), каждый из которых находится за своим отверстием, через которое на него попадает электронный пучок. К поглотителю прикреплен терморезистор. Измеряя сопротивление этого терморезистора до и после воздействия на него электронным пучком, можно определить принесенную в поглотитель удельную энергию пучка.

Калориметр устанавливается в плоскости коллектора. При измерении радиального распределения плотности энергии калориметр всегда был ориентирован одинаково таким образом, чтобы оси отверстий в нем были параллельны оси системы транспортировки. Такое решение обусловлено тем, что в предварительных экспериментах вращение калориметра относительно его оси позволило определить отклонение в радиальном распределении плотности энергии пучка несущественным. Однако нужно отметить, что во всех последующих экспериментах калориметр устанавливался так, чтобы при отклонении электронного пучка прямая, на которой размещены отверстия на калориметре, была параллельна оси источника электронов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим радиальное распределение плотности энергии и форму профиля пучка в плоскости коллектора без системы отклонения и при ее наличии. Используя калориметрические измерения, было показано, что как в случае “прямой” транспортировки электронного пучка, так и в

случае его отклонения радиальное распределение плотности энергии пучка в плоскости коллектора имеет одинаковую форму (рис. 3а), а автографы пучка (рис. 3б), полученные на титановой пластине, имеют одинаковый диаметр оплавленной зоны. Расхождение в абсолютных значениях плотности энергии электронного пучка, представленных на рис. 3а, вероятнее всего, может быть связано с точностью юстировки калориметра относительно оси пучка и погрешностью самого прибора, обусловленной, в том числе, его пространственной дискретностью. Режим, при котором фиксировались распределение плотности энергии и профиль пучка: ускоряющее напряжение $U_{ac} = 14$ кВ, давление в камере $p = 45$ мПа, длительность импульса $t = 50$ мкс, ток пучка $I = 170$ А, магнитное поле в соленоидах *11–15* (рис. 1) – $B_1 \approx 30$ мТл, *9*, *10* – $B_2 \approx 50$ мТл.

При облучении поверхности материалов электронными пучками исследователи, как правило, оперируют двумя параметрами: плотностью мощности и плотностью энергии электронного пучка. Так, например, источники электронов на основе взрывной эмиссии [5, 8], чаще всего имеющие длительность пучка, не превышающую нескольких микросекунд, позволяют обеспечивать гигаваттную мощность пучка, что позволяет получать на мишени расплавленный слой при сравнительно низкой плотности энергии (единицы Дж/см^2). Плазменные эмиттеры [1, 2, 6, 7] обеспечивают существенно меньшую мощность пучка (до уровня десятков мегаватт), но существенно бóльшую его длительность, что позволяет получать на поверхности мишени расплавленный слой при плотности энергии, достигающей десятков и даже сотен Дж/см^2.

В данной работе предельные режимы генерации электронного пучка характеризовались как по максимальной мощности в цепи ускоряющего промежутка P_g, так и по энергосодержанию пучка E_g как интеграла произведения тока и напряжения в цепи ускоряющего промежутка по длительности импульса тока разряда (важно отметить, что энергосодержание пучка оценивалось именно в рамках длительности импульса тока разряда, поскольку после окончания последнего наблюдаются так называемые “самоинициированные” всплески тока пучка, о природе и характере которых будет более предметно указано ниже). Превышение некоторых значений этих параметров вело к пробою ускоряющего промежутка, поэтому для оценки стабильности работы источника электронов был введен коэффициент S, который определяется как $S = (N_{цел}/N) \cdot 100\%$, где N – общее количество импульсов тока пучка (в эксперименте эта величина составляла $N = 50$), $N_{цел}$ – количество импульсов тока пучка, прошедших без пробоя ускоряющего промежутка.

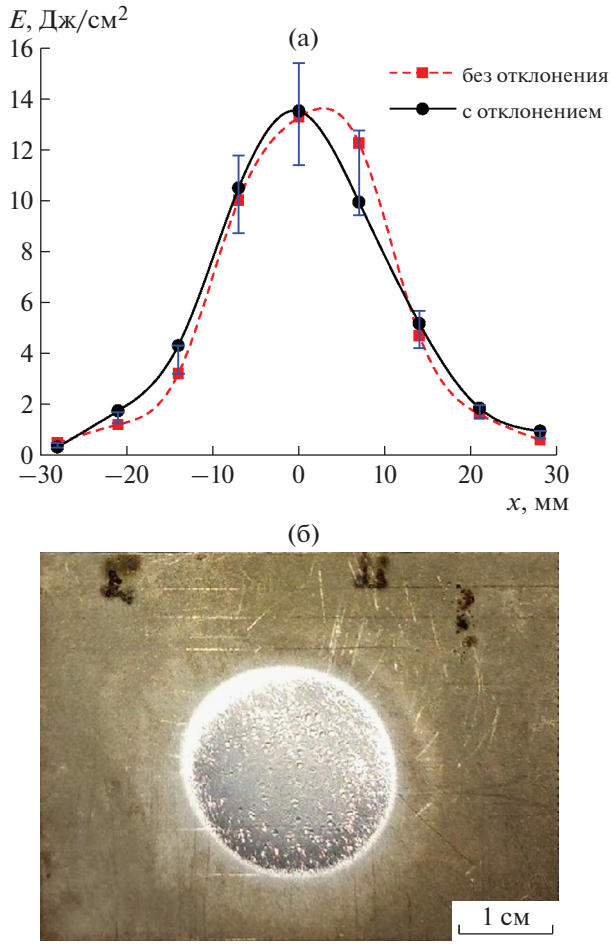

Рис. 3. Радиальное распределение плотности энергии пучка в плоскости коллектора (**а**) и автограф пучка на титановой пластине (**б**).

Для оттренированного высоковольтного ускоряющего промежутка источника электронов проведено экспериментальное сравнение стабильности работы источника с системой отклонения и без нее. Ток дугового разряда I_d в эксперименте является вариативным параметром, превышение которым некоторой величины приводило к пробою ускоряющего промежутка. В табл. 1 приведены предельные режимы генерации электронного пучка для исходной системы и определены коэффициенты стабильности работы источника для исходной и отклоняющей систем при данных режимах. Предельными условно названы режимы генерации пучка, стабильность S работы источника при которых ниже 80%, что затрудняет их использование в большинстве технологических процессов.

Представленные данные из табл. 1 показывают, что при одних и тех же режимах генерации электронного пучка использование отклоняющей системы приводит к повышению стабильно-

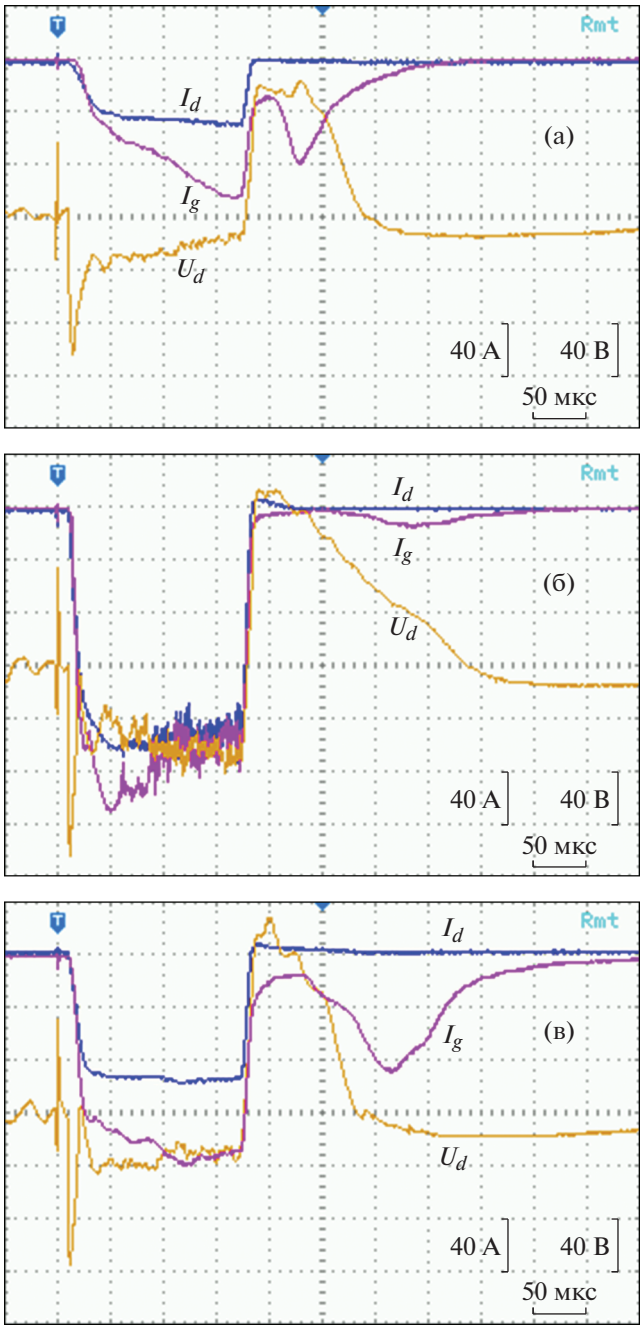

Рис. 4. Характерные осциллограммы тока разряда I_d, тока в ускоряющем промежутке I_g и напряжения анод–катод разрядной ячейки U_d систем № 1 (**а**), № 2 (**б**) и № 3 (**в**). U_{ac} = 20 кВ, p(Ar) = 4.5 · 10^{-2} Па.

сти работы источника электронов. Некоторые режимы, которые считались предельными для исходной системы, при отклоняющей системе являются режимами, где пробои ускоряющего промежутка отсутствовали вовсе.

Предельные режимы, сведенные в табл. 2, определялись для трех конфигураций трубы дрейфа: исходная “прямая” система № 1 (длина трубы дрейфа около 150 мм), система № 2 с поворотом пучка на 90° (длина трубы дрейфа 780 мм), “прямая” система № 3 транспортировки пучка (длина трубы дрейфа 780 мм).

Из табл. 2 видно, что режимы с наибольшим энергосодержанием пучка удалось достичь, используя системы транспортировки электронного пучка № 2 и № 3. В ряде случаев интегральные и мгновенные характеристики максимальных режимов для этих систем имеют близкие значения, однако, в ходе экспериментов с различными системами наблюдался выброс “самоинициированного” тока в цепи ускоряющего промежутка после окончания горения основного дугового разряда (рис. 4а–4в). Вероятно, этот ток связан с процессами взаимодействия электронного пучка с парами материала мишени, которые, развиваясь, приводят к инициированию ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода даже после прекращения генерации эмиссионной плазмы. Из осциллограмм видно, что при увеличении длины трубы дрейфа или ее искривлении задержка образования этого “самоинициированного” тока увеличивается, а его амплитуда уменьшается.

Система отклонения оказалась наиболее эффективной в случае воздействия на алюминиевый коллектор пучком большой длительности. В исследованиях при длительности импульса 50 мкс, давлении 25 мПа и ускоряющем напряжении 20 кВ не удалось добиться увеличения параметров пучка при переходе от прямой к поворотной системе транспортировки той же длины, тогда как при 150 мкс более чем вдвое (от 2.6 до 5.5 МВт) увеличилась максимальная мощность в цепи ускоряющего промежутка по сравнению с прямой транспортирующей системой. В этом же режиме в 1.8 раза (от 385 до 700 Дж) увеличилось энергосодержание пучка в ускоряющем промежутке, а расчетная энергия, перенесенная пучком электронов на коллектор E_b, вычисленная по методике, описанной в работах [20, 21], возросла в 1.7 раза с 325 до 560 Дж (табл. 3).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение в источнике электронов с сетчатым плазменным катодом системы отклонения электронного пучка позволяет повысить стабильность работы этого источника, заключающуюся в снижении количества электрических пробоев ускоряющего зазора, и, тем самым, позволяет кратно (в эксперименте до 3.5 раза) расширить предельные параметры электронного пучка (как амплитуды, так и длительности тока пучка). Нужно отдельно отметить большое содержание распыленного материала мишени, наблюдаемого визуально на трубе дрейфа со стороны мишени.

Таблица 1. Стабильность работы источника электронов “Соло”

№ режима	Режимы работы источника				Стабильность без системы отклонения (с системой) S, %
	p, мПа	U_{ac}, кВ	t, мкс	I_d, А	
1	25	14	50	200	54 (90)
2			150	105	26 (100)
3		20	50	145	42 (100)
4			150	55	80 (100)
5	45	14	50	170	44 (90)
6			150	90	52 (100)
7		20	50	105	66 (80)
8			150	50	80 (100)

Таблица 2. Предельные режимы источника электронов “Соло” для трех конфигураций трубы дрейфа

№ режима	Параметры			Система № 1			Система № 2			Система № 3		
	p, мПа	U_{ac}, кВ	t, мкс	P_g, МВт	E_g, Дж	S, %	P_g, МВт	E_g, Дж	S, %	P_g, МВт	E_g, Дж	S, %
1	25	14	50	2.5	132	54	4.0	225	48	4.0	211	48
2			150	1.5	213	26	3.1	405	20	3.4	437	28
3		20	50	2.8	141	42	6.0	327	74	6.8	314	68
4			150	1.7	197	80	5.5	699	80	2.6	384	58
5	45	14	50	2.6	138	44	3.5	200	28	3.5	213	56
6			150	1.4	217	52	2.9	357	68	3.0	395	80
7		20	50	3.1	150	66	4.5	259	48	5.1	304	62
8			150	1.9	226	80	4.1	530	80	2.7	408	56

При этом противоположная сторона трубы дрейфа оставалась чистой, что также подтверждает предположение авторов о росте электрической прочности ускоряющего зазора в результате достижения большей чистоты поверхности эмиссионного электрода.

Это же предположение подтверждают полученные осциллограммы, из которых видно, что при удлинении или искривлении трубы дрейфа увеличивается задержка возникновения “самоинициированного” тока пучка, а также уменьшается его амплитуда и длительность. Амплитуда “самоинициированного” тока пучка увеличивается при повышении плотности энергии электронного пучка. В некоторых режимах замечено, что при генерации пучка от импульса к импульсу происходит повышение амплитуды этого “самоинициированного” тока пучка при превышении некоторого

Таблица 3. Предельные величины расчетной энергии электронного пучка источника электронов “Соло”

№ режима	Параметры			Система № 1	Система № 2	Система № 3
	p, мПа	U_{ac}, кВ	t, мкс	E_b, Дж	E_b, Дж	E_b, Дж
1	25	14	50	111	177	169
2			150	169	326	331
3		20	50	118	261	251
4			150	152	560	323
5	45	14	50	108	150	163
6			150	164	278	296
7		20	50	116	201	236
8			150	164	420	306

порогового значения амплитуды, при котором также происходит пробой ускоряющего зазора.

Так, при использовании отклоняющей системы амплитуда этого тока минимальна в сравнении с “прямыми” системами, что, вероятно, и определяет более стабильную работу источника электронов, а кроме этого позволяет более точно контролировать энергию, вложенную в поверхность образца при модификации поверхности конкретного металлического изделия.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-79-10015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бугаев С.П., Крейндель Ю.Е., Щанин П.М.* // Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. *Окс Е.М.* // Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. Томск: НТЛ (Изд-во науч.-техн. лит-ры), 2005.
3. *Gromov V.E., Yurev A.B., Morozov K.V., Ivanov Yu.F.* // The microstructure of quenched rails. Cambridge international science publishing, 2016. P. 157.
4. *Astrelin V.T., Kandaurov I.V., Vorobyov M.S., Koval N.N., Kurkuchekov V.V., Sulakshin S.A., Trunev Yu.A.* // Vacuum. 2017. V. 143. P. 495. https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.03.025
5. *Rotshtein V., Ivanov Yu., Markov A.* Surface treatment of materials with low-energy, high-current electron beams // Materials surface processing by directed energy techniques / Ed. Y. Pauleau. Elsevier, 2006. Ch. 6.
6. *Иванов Ю.Ф., Коваль Н.Н.* Низкоэнергетические электронные пучки субмиллисекундной длительности: получение и некоторые аспекты применения в области материаловедения // Структура и свойства перспективных металлических материалов / Под общ. ред. А.И. Потекаева. Томск: НТЛ, 2007. Гл. 13.
7. *Devyatkov V.N., Koval N.N., Schanin P.M., Grigoryev V.P., Koval T.B.* // Laser and Particle Beams. 2003. V. 21. № 2. P. 243. . https://doi.org/10.1017/S026303460321212X
8. *Ozyr G.E., Proskurovsky D.I., Karlik K.V.* // Proc. 7th Intern. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. 25–30 July 2004, Tomsk, Russia. 2004. P. 20.
9. *Кадыржанов К.К., Комаров Ф.Ф., Погребняк А.Д., Русаков В.С., Туркебаев Т.Э.* // Ионно-лучевая и ионно-плазменная модификация материалов. М.: МГУ, 2005.
10. *Грибков В.А., Григорьев Ф.И., Калин Б.А., Якушин В.Л.* // Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. М.: Круглый стол, 2001.
11. *Remnev G.E., Isakov I.F., Opekunov M.S., Matvienko V.M., Ryzhkov V.A., Struts V.K., Grushin I.I., Zakoutayev A.N., Potyomkin A.V., Tarbokov V.A., Pushkaryov A.N., Kutuzov V.L., Ovsyannikov M.Yu.* // Surface and Coatings Technology. 1999. V. 114. № 2–3. P. 206. https://doi.org/10.1016/S0257-8972(99)00058-4
12. *Тюрин Ю.Н., Жадкевич М.Л.* // Плазменные упрочняющие технологии. Киев: Наукова думка, 2008.
13. *Углов В.В., Анищик В.М., Стальмошенок Е.К., Черенда Н.Н., Асташинский В.В., Румянцева И.Н., Аскерко В.В., Кузьмицкий М.М.* // Физика и химия обработки материалов. 2004. № 5. С. 44.
14. *Uglov V.V., Cherenda N.N., Anishchik V.M., Stalmashonak A.K., Kononov A.G., Petuhov Yu.A., Astashynski V.M., Kuzmitski A.M.* // High Temperature Material Processes. 2007. V. 11. № 3. P. 383. https://doi.org/10.1615/HighTempMatProc.v11.i3.60
15. *Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С., Терюканов П.М.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 66.
16. *Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С., Терюканов П.М.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 687.
17. *Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С., Семашко Н.Н.* // Эмиссионная электроника. М.: МГТУ, 2009.
18. *Бурдовицин В.А., Куземченко М.Н., Окс Е.М.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 134.
19. *Батраков А.В.* // Эмиссионная электроника. Томск: ТПУ, 2008.
20. *Григорьев С.В., Астрелин В.Т., Кандауров И.В., Коваль Н.Н., Москвин П.В., Тересов А.Д.* // Плазменная эмиссионная электроника. Труды IV Международного Крейнделевского семинара / Под ред. А.П. Семенова. Улан-Удэ, БНЦ СО РАН, Россия, 2012. С. 81.
21. *Воробьев М.С., Григорьев С.В., Москвин П.В., Сулакшин С.А.* // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. Вып. 11–3. С. 199.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 76–82

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.087.45

МОДУЛЬ ОБРАБОТКИ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА С САМОСКАНИРОВАНИЕМ ЧАСТОТЫ

© 2021 г. Н. Н. Смолянинов[a], А. Ю. Ткаченко[a,*], И. А. Лобач[a], С. И. Каблуков[a]

[a] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
**e-mail: alinka.tkacenko@yandex.ru*

Поступила в редакцию 10.09.2020 г.
После доработки 09.10.2020 г.
Принята к публикации 10.10.2020 г.

Модуль предназначен для автоматизированного сбора и первоначальной обработки оптических сигналов с устройств на основе волоконного лазера с самосканированием частоты. Первичная обработка – поимпульсная нормировка данных – осуществляется на микроконтроллере. Далее сигнал передается на персональный компьютер для дальнейшей обработки в виде зависимости амплитуды сигнала от частотного отсчета. Оптимальные характеристики используемого аналого-цифрового преобразователя: частота дискретизации 5 МГц, разрядность не менее 8 бит. Работа модуля была апробирована в оптическом частотном рефлектометре для опроса волоконных датчиков.

DOI: 10.31857/S0032816221020099

ВВЕДЕНИЕ

Перестраиваемые лазеры широко применяются в различных областях науки и техники: в задачах опроса оптических датчиков, газовом анализе, спектроскопии и т.д. В большинстве случаев для плавного изменения лазерной частоты применяют различные спектральные перестраиваемые фильтры (решетки, призмы и т.д.), которые существенно усложняют конструкцию лазера. Ранее было показано, что существует класс волоконных импульсных лазеров с самоиндуцированным сканированием (для простоты, самосканированием) частоты, в которых перестройка частоты генерации происходит без использования специальных перестраиваемых элементов [1, 2].

Регулярная динамика оптической частоты обеспечивается непрерывным формированием динамических решеток показателя преломления и усиления в активной среде лазера [3, 4]. В этом случае спектральная динамика определяется динамикой интенсивности лазера – оптическая частота генерации меняется скачкообразно от импульса к импульсу на величину, кратную частоте межмодовых биений резонатора. В то же время существуют схемы резонатора лазера [3], в которых реализуется режим одночастотного самосканирования, когда каждый импульс состоит из одной продольной моды с шириной спектра ~1 МГц.

На данный момент самосканирование уже продемонстрировано в лазерах на основе различных легирующих добавок в различных спектральных диапазонах от 1 до 2.1 мкм [5–9]. Достаточно простая схема таких лазеров и относительно большой диапазон перестройки (до 26 нм [8]), а также малая мгновенная ширина лазерной линии (1 МГц) позволяют им конкурировать с другими перестраиваемыми узкополосными источниками в ряде приложений. В частности, на данный момент времени продемонстрирована работа ряда оптико-электронных устройств на основе волоконных лазеров с самосканированием - для опроса волоконных сенсорных линий на основе волоконных брэгговских решеток (в.б.р.) со спектральным [10] или пространственным [11, 12] разделением сигналов.

Основным препятствием для реализации подобных устройств является малоконтролируемый характер, а также наличие флуктуаций в параметрах излучения – все параметры излучения задаются внутренними процессами, происходящими в резонаторе лазера. В частотности, амплитуда и период следования импульсов, задающих спектральную динамику, имеют довольно большой разброс значений. По этой причине необходимо проводить непрерывное измерение параметров и учет изменений в процессе обработки сигналов.

Для этих целей в данной работе был выбран подход оцифровки сигналов с их дальнейшей цифровой обработкой. При этом, как будет показано ниже, для качественной оцифровки сигнала от лазера

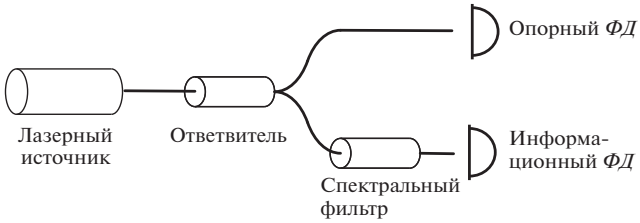

Рис. 1. Оптическая схема эксперимента. *ФД* – фотодиод.

с самосканированием частоты требуются высокоскоростные интерфейсы на уровне 100 Мбит/с и, как следствие, высокие производительные ресурсы. По этой причине был выбран подход, в котором первичная обработка данных – поимпульсная нормировка – происходит на микроконтроллере без передачи данных наружу в персональный компьютер (п.к.). Затем сигнал передается на п.к. для дальнейшей обработки в виде амплитуды сигнала от частотного отсчета (номера импульса).

Разработанный модуль был апробирован в оптическом частотном рефлектометре для опроса волоконных датчиков на основе в.б.р. [12]. Также с помощью этого модуля были определены оптимальные характеристики используемого аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.): частота дискретизации 5 МГц, разрядность не менее 8 бит. Ожидается, что эти результаты позволят сократить диапазон параметров при дальнейшей оптимизации работы модуля.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание оптической части

Волоконный лазер с самосканированием частоты генерирует последовательность микросекундных импульсов. Как уже было упомянуто выше, каждый импульс состоит из излучения с шириной спектра <1 МГц. При этом оптическая частота изменяется между импульсами на фиксированное значение (~5.5 МГц), определяемое полной длиной резонатора лазера. В спектральной области это проявляется как линейный дрейф оптической частоты или самосканирование. В прикладных задачах с использованием перестраиваемого излучения обычно требуется измерить спектральную функцию (пропускание или отражение) некоторого спектрального фильтра с высоким спектральным разрешением. Для этих целей, как правило, измеряется оптический сигнал (мощность) на входе и выходе спектрального фильтра. Выходной оптический сигнал от лазера с помощью волоконного разветвителя делится на две части (рис. 1). Первый сигнал (далее будем называть его информационным) проходит через спектральный фильтр с функцией пропускания (отражения), которую необходимо определить, попадает на фотоприемник 1. Второй сигнал (далее будем называть его опорным) напрямую поступает на фотоприемник 2.

Для определения характеристик спектральной функции фильтра необходимо произвести деления информационного сигнала на опорный сигнал. Однако задача усложняется импульсным характером генерации. По этой причине необходимо производить деление только для тех промежутков времени, когда лазер генерирует оптическое излучение, т.е. в моменты генерации импульсов. Учитывая, что каждый импульс состоит из монохроматического излучения, результатом деления будет коэффициент прохождения/отражения спектрального фильтра на одной определенной оптической частоте. Зависимость коэффициента пропускания/отражения для последовательности импульсов является спектральной функцией спектрального фильтра. Достаточно малый спектральный интервал между последовательно генерируемыми импульсами позволяет получить высокое спектральное разрешение.

Длительность и частота следования импульсов в лазере лежат в пределах от 1.5 до 2.5 мкс и от 40 до 100 кГц соответственно при варьировании мощности накачки лазера от 1 до 4 Вт. При этом задача поимпульсного деления усложняется тем, что значения периода следования, длительности и амплитуды импульсов не постоянны во времени и имеют разброс ~10% от среднего значения, т.е. временные положения импульсов заранее не детерминированы.

Наибольший спектральный диапазон сканирования (20 нм) наблюдается при мощности лазера накачки около 2 Вт. В этом случае период следования и длительность импульсов составляет примерно 16 и 2 мкс соответственно. Пиковая мощность импульсов на выходе лазера в этом случае достигала 250 мВт. Разрабатываемый модуль был опробован в схеме когерентного оптического рефлектометра [12], в котором в качестве спектрального фильтра используется интерферометр Маха–Цендера, имеющий гармонический вид функции пропускания. Характерный вид опорного и информационного сигналов, измеренных с помощью фотодетекторов (Thorlabs, DET01CFC, с шириной полосы пропускания 1 ГГц), представлен на рис. 2. Амплитуды для опорного и информационного сигналов были около 200 мВ каждый. Уровень сигнала на фотодетекторах регулировался с помощью дополнительных ослабителей. Два оптических сигнала с помощью фотодетекторов преобразуются в два электрических сигнала, которые далее поступают на модуль обработки сигналов.

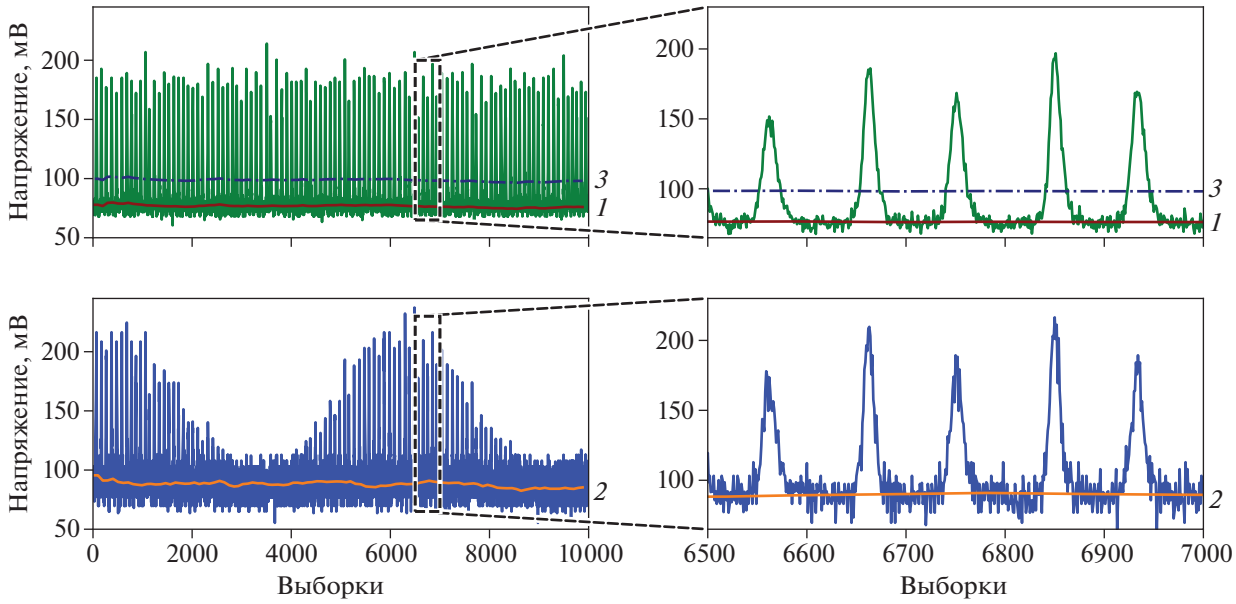

Рис. 2. Пример опорного (сверху) и информационного (снизу) сигналов в крупном (слева) и мелком (справа) масштабах: *1* и *2* – уровень виртуального “нуля” в сигналах, *3* – уровень срабатывания компаратора.

Описание работы модуля обработки сигналов

Комплекс состоит из двух частей — аппаратно-программного устройства для поиска пиков и программы для п.к., выполняющей разбивку потока данных на отдельные измерения с их последующей обработкой. Общая функциональная схема представлена на рис. 3. Аппаратная часть реализована на микроконтроллере stm32f303 (Cortex-M4, 32-бита, частота ядра 72 МГц). Встроенный *АЦП* обладает следующими характеристиками: две пары по 2 *АЦП* с синхронным захватом, с частотой дискретизации до 5 МГц и разрядностью 6, 8, 10 и 12 бит.

Обрабатывать нужно не весь поступающий сигнал, а только в момент появления импульсов. Для определения наличия импульса используется компаратор, который сравнивает информационный сигнал с пороговым напряжением и в случае, когда информационный сигнал больше порогового, на выходе компаратора формируется высокий уровень напряжения. По этому сигналу начинается аналого-цифровое преобразование 30 отсчетов (~6 мкс) – один кадр.

Выбор порогового напряжения компаратора определяется автоматически таким образом, чтобы, с одной стороны, находить все импульсы, а с другой, не реагировать на шум в моменты, когда нет оптического излучения (т.е. между импульсами). При этом в кадр попадает часть фронта импульса для определения пиковой мощности в импульсе, а также часть сигнала по завершении переходных процессов от импульса для определения фонового уровня. В последнем случае из кадра берется только одна самая последняя точка.

Далее, полученный уровень виртуального “нуля” непрерывно усредняется по последним 10 периодам следования импульсов (см. линии *1* на рис. 2). Как уже было сказано выше, компаратор не должен реагировать на помехи. Для этого к усредненному значению нуля добавляется постоянное смещение ~ 20 мВ (линии *3* на рис. 2) и далее передается в *ЦАП* для управления опорным напряжением компаратора (обратная связь на рис. 3). Это постоянное смещение подбиралось экспериментально исходя из длительности импульсов и уровня шумов (175 отсчетов 12-битного *ЦАП*).

Процедура поиска пиков проходит в следующем порядке:

1) поиск максимального значения амплитуды (вершина импульса) в опорном сигнале;

2) в соответствующем временном интервале поиск амплитуды информационного сигнала;

3) определение уровня нуля сигнала с помощью последней оцифрованной точки в кадре; для уменьшения влияния помех это значение для каждого сигнала отдельно усредняется по нескольким последовательным кадрам; число усреднений было подобрано экспериментально и составляло 10 кадров;

4) из полученных значений вершин импульса в опорном и информационном сигналах вычитаются соответствующие уровни нуля;

5) итоговые значения передаются для дальнейшей обработки на компьютер.

Рис. 3. Функциональная схема модуля поимпульсного деления. *АЦП* – аналого-цифровой преобразователь, *ЦАП* – цифроаналоговый преобразователь.

Далее сигналы обрабатываются с помощью программного обеспечения на основе модульной системы Khameleon [13] на п.к. В непрерывном потоке данных (рис. 4) можно заметить периодическое изменение амплитуд сигналов, что связано с изменением частоты следования импульсов и пиковой оптической мощности в течение времени одного сканирования лазера. Время одного сканирования составляет порядка 20 с.

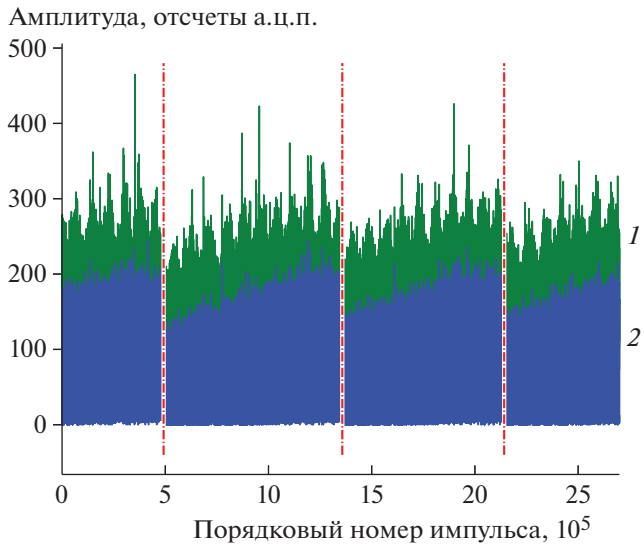

Рис. 4. Пример потока данных опорного (*1*) и информационного (*2*) сигналов. Отдельные измерения разделены вертикальными линиями, длительность одного измерения ~ 20 с.

Особенность работы волоконного лазера с самосканированием частоты не позволяет генерировать синхросигнал для нового сканирования длины волны. По этой причине поиск и разделение полученного сигнала на отдельные сканы происходит на п.к. Для этого опорный сигнал непрерывно усредняется с окнами в 30 и 2000 точек, которые далее будем называть “быстрым” и “долгим” усреднениями, соответственно (рис. 5). Далее из текущего значения “долгого” усреднения вычитается “быстрое”. Для получившейся разности высчитывается знак. При переходе через границу практически всегда происходит резкое падение сигнала или рост разностного сигнала (кривая *4* на рис. 5). Стоит отметить, что для повышения помехоустойчивости алгоритма, разностный сигнал должен превышать определенное пороговое значение, так как иногда возможны случайные выбросы. Критерием поиска границы считается, когда разностный сигнал превышает пороговое значение для нескольких последовательных точек.

Однако на границе последовательных сканов не всегда возникает достаточно резкий перепад, и в этом случае переход менее выражен (рис. 5б, 5в) и граница не детектируется. Это связано с появлением флуктуации пиковой мощности лазера, из-за которых практически пропадает различие между “долгим” и “быстрым” усреднениями. Экспери-

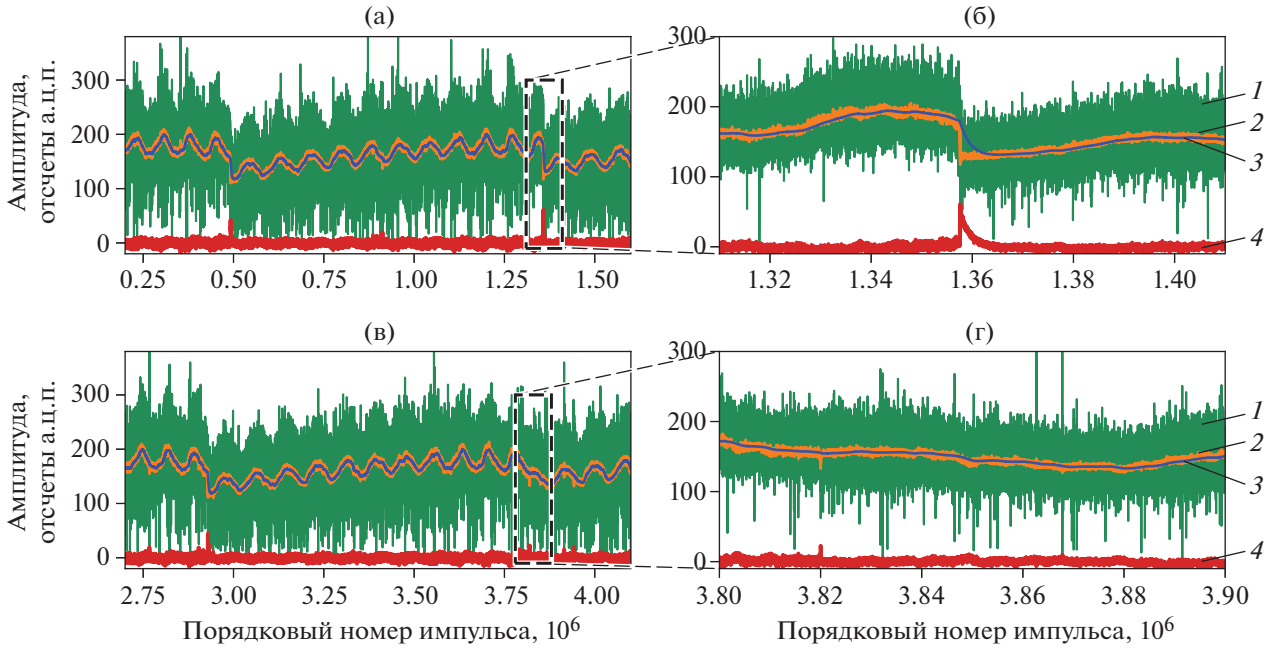

Рис. 5. Примеры сигналов, включающие границу сканирования с различным усреднением: **а** – удачная реализация, позволяющая определить границу, **в** – реализация с недетектируемой границей, **б, г** – переходные области в увеличенном масштабе для рисунков **а** и **в** соответственно: *1* – исходный сигнал, *2* – “быстрые” усреднения, *3* – “долгие” усреднения, *4* – разница между “долгими” и “быстрыми” усреднениями.

менты показали, что вероятность таких событий составляет не более 3% от общего числа данных. Это приводит к тому, что такие соседние сканы не учитываются и теряется ~6% данных для последующей обработки.

Затем полученный кадр передается в следующий программный модуль для обработки. Вся дальнейшая обработка ведется на языке Python. На данный момент при помощи опорного сигнала происходит нормализация информационного сигнала. Далее происходит преобразование Фурье от зависимости результата деления двух сигналов от номера импульса. В частности, результаты работы модуля представлены в работе [12].

На примере задачи применения волоконного лазера с самосканированием частоты для частотного рефлектометра было проанализировано влияние параметров а.ц.п. (разрядность и частота дискретизации) на измеряемый сигнал. Для этого электрические сигналы оцифровывались с помощью коммерческого осциллографа (LeCroy, WavePro 725Zi-A) с частотой дискретизации 5 МГц и максимальной разрядностью а.ц.п. (11 бит) общей длительностью порядка 2 с, что было ограничено памятью осциллографа.

Определим частоту дискретизации а.ц.п., необходимую для оцифровки сигнала. В случае небольшой частоты дискретизации вместо ожидаемого сигнала в виде импульсов будут наблюдаться хаотичные пики либо отсутствие сигнала. Хаотичность связана с тем, что вершина импульса может попасть между двумя отсчетами, и соответственно, она не будет оцифрована. Как результат это приведет не просто к увеличению ошибки измерения, а к невозможности выявить эту ошибку, так как данные были утрачены в момент оцифровки. В случае высокой частоты дискретизации появится необходимость использования значительных вычислительных ресурсов, что приведет к удорожанию устройства. Экспериментально установлено, что оптимальная частота дискретизации сигнала составляет порядка 5 МГц. При данной частоте один импульс будет состоять из около 20 точек, а на окрестность вершины его приходится 3–5 точек.

Далее определим разрядность а.ц.п., необходимую для решения поставленной задачи. Исходный набор данных был переоцифрован с различными разрешениями по амплитуде: 6, 8 и 10 бит. Проводя аналогичное поимпульсное деление и преобразование Фурье были найдены итоговые рефлектограммы при разных разрядностях а.ц.п. (рис. 6). Результаты показывают, что увеличение разрядности приводит к увеличению отношения сигнал/шум: 37.4, 44.2 и 44.8 дБ для 6, 8 и 10 бит соответственно.

Такое поведение качественно согласуется с результатами работы [14], где получено, что увеличение дискретизации на 1 бит приводит к улучшению отношения сигнал/шум на 6 дБ. Однако

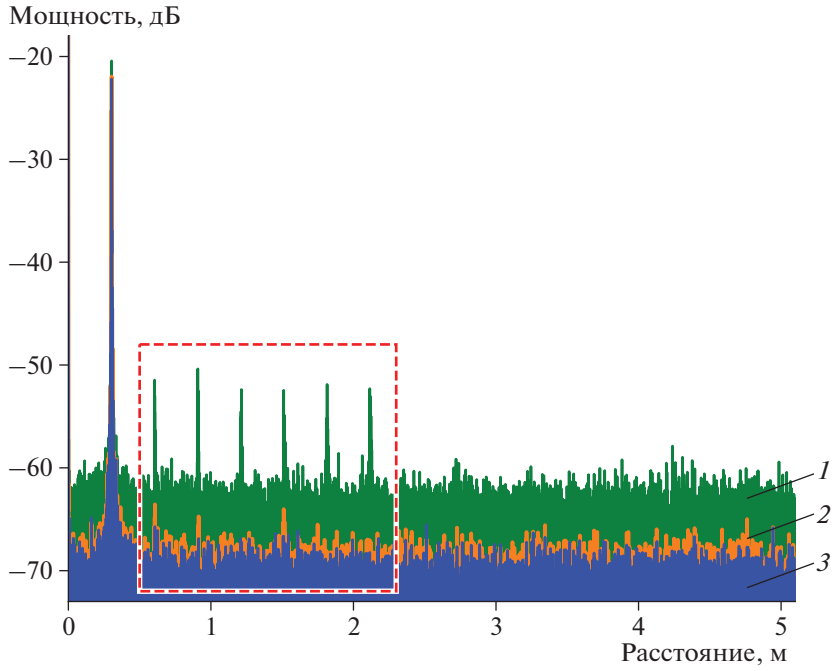

Рис. 6. Рассчитанные рефлектограммы в зависимости от разрядности а.ц.п.: *1* – 6 бит, *2* – 8 бит, *3* – 10 бит. Аномальные выбросы для 6 бит выделены прямоугольником.

можно заметить, что это соотношение верно для оцифровки гармонического сигнала. По этой причине необходима корректировка выражения. Также можно заметить, что увеличение разрядности с 8 до 10 бит не дает существенного улучшения (0.6 дБ) отношения сигнал/шум, что свидетельствует о том, что отношение в этом случае уже определяется другими факторами (шумами источника, фотоприемника и т.д.). По этой причине дальнейшее увеличение разрядности дискретизации в текущей схеме не имеет большого значения. Из анализа следует, что для решения поставленной задачи требуется оцифровка сигнала с дискретизацией а.ц.п. 8 и более бит. Также можно заметить, что при разрядности менее 8 бит в рефлектограмме наблюдается появление паразитных пичков (выделены прямоугольником на рис. 6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из-за флуктуации значений пиковой мощности импульсов во времени в волоконном лазере с самосканированием частоты возникает необходимость производить непрерывное нормирование измеряемых сигналов для создания схем спектральных измерений на его основе. Решение этой задачи может быть выполнено с помощью аналогового деления сигналов на аппаратном уровне или с помощью цифрового деления нескольких сигналов, оцифрованных с помощью а.ц.п.

В данной работе был выбран второй путь, так как он позволяет использовать более гибкий подбор параметров обработки (выбор уровня сигнала, определение положения импульса во времени и т.д.). Однако можно ожидать, что правильный набор параметров обработки может быть также перенесен и на подход с аналоговым делением, что существенно упростит схемы измерений.

Разработанный нами модуль позволяет не только проводить поимпульсное деление, но и находить границы областей сканирования лазера. Стоит отметить, что флуктуации границ могут достигать 10% от ширины области сканирования. Эксперименты показали, что скачок средней величины пиковой мощности на границах областей сканирования позволяет разделить сигнал на различные сканы. Однако такой подход имеет свои недостатки, так как некоторые события пропускаются из-за малой величины скачка. Чтобы увеличить точность определения границ, можно применять более сложные алгоритмы обработки, такие как вейвлет-преобразование. Ожидается, что это должно позволить выделить более формализованные признаки для обоих типов границ, что повысит точность их определения. Стоит заметить, что дальнейшие операции (например, накопление данных с целью усреднения) с последовательными отдельными сканами затруднены по причине флуктуации начальной границы сканирования. Для решения этой задачи могут быть применены оптические подходы по стабилиза-

ции границ сканирования с помощью слабых узкополосных селекторов, которые позволяют уменьшить флуктуации до долей процентов от ширины области сканирования [15, 16].

Из-за того, что предполагается работа в непрерывном режиме, при использовании двух каналов с частотой дискретизации 5 МГц и разрядностью 8 бит, интерфейс должен иметь пропускную способность от 80 Мбит/с. Данную скорость можно обеспечить, например, интерфейсами PCI Express и USB начиная с версии 2.0 (High-Speed). Данный поток данных налагает определенные требования как к самому а.ц.п. (осциллографу), так и к п.к. и реализации программного обеспечения.

Для сравнения ниже приведены примеры коммерчески доступных а.ц.п., которые имеют характеристики, удовлетворяющие поставленной задаче:

ЛА-н150-14PCI: а.ц.п. 14 разрядов; 2 синхронных канала, максимальная частота дискретизации 10 МГц [17];

ЛА-н20-12PCI: а.ц.п. 12 разрядов; 2 синхронных канала; частоты дискретизации 50; 25; 12.5...0.391 МГц [17];

USB-1402: высокоскоростной 14-битный модуль а.ц.п. на шину USB3.0, 14 бит, 50 МГц на канал [18].

К недостаткам рассмотренных решений можно отметить только высокую стоимость по сравнению с использованной платой с микроконтроллером stm32f303.

Как результат, был реализован программно-аппаратный комплекс, который позволяет детектировать сигнал от устройств на основе волоконного лазера с самосканированием частоты. Комплекс позволяет обрабатывать сигнал со следующими характеристиками:

– период следования импульсов от 13 мкс;

– длительность импульса от 2 мкс (что соответствует ~10 точкам);

– максимальная амплитуда импульса 3.2 В;

– минимальный уровень входного сигнала –1 В;

– время сбора данных ограниченно вместимостью памяти компьютера.

Работа модуля апробирована на когерентном оптическом частотном рефлектометре на основе волоконного лазера с самосканированием частоты [12].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках проекта № 18-12-00243 Российского научного фонда. В работе использовалось оборудование Центра коллективного пользования “Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред” Института автоматики и электрометрии СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kir’yanov A.V., Il’ichev N.N.* // Laser Phys. Lett. 2011. V. 8. № 4. P. 305. https://doi.org/10.1002/lapl.201010138
2. *Lobach I.A., Babin S.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V.* // Opt. Express. 2011. V. 19. Issue 18. P. 17632. https://doi.org/10.1364/OE.19.017632
3. *Lobach I.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V., Babin S.A.* // Laser Phys. Lett. 2014. V. 11. № 4. P. 045103. https://doi.org/10.1088/1612-2011/11/4/045103
4. *Peterka P., Honzátko P., Koška P., Todorov F., Aubrecht J., Podrazký O., Kašík I.* // Opt. Express. 2016. V. 24. Issue 14. P. 16222. https://doi.org/10.1364/OE.24.016222
5. *Kashirina E.K., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // Opt. Lett. 2019. V. 44. Issue 9. P. 2252. https://doi.org/10.1364/OL.44.002252
6. *Lobach I.A., Kablukov S.I., Melkumov M.A., Khopin V.F., Babin S.A., Dianov E.M.* // Opt. Express. 2015. V. 23. Issue 19. P. 24833. https://doi.org/10.1364/OE.23.024833
7. *Navratil P., Peterka P., Vojtisek P., Kasik I., Aubrecht J., Honzatko P., Kubecek V.* // Opto-Electronics Rev. 2018. V. 26. Issue 1. P. 29. https://doi.org/10.1016/j.opelre.2017.11.004
8. *Budarnykh A.E., Vladimirskaya A.D., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // Opt. Lett. 2018. V. 43. Issue 21. P. 5307. https://doi.org/10.1364/OL.43.005307
9. *Aubrecht J., Peterka P., Koška P., Podrazký O., Todorov F., Honzátko P., Kašík I.* // Opt. Express. 2017. V. 25. Issue 4. P. 4120. https://doi.org/10.1364/OE.25.004120
10. *Ткаченко А.Ю., Лобач И.А.* // Прикладная фотоника. 2016. Т. 3. № 1. С. 37. https://doi.org/10.15593/2411-4367/2016.01.03
11. *Tkachenko A.Yu., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // Quantum Electronics. 2019. V. 49. № 12. P. 1121. https://doi.org/10.1070/QEL17165
12. *Ткаченко А.Ю., Смолянинов Н.Н., Скворцов М.И., Лобач И.А., Каблуков С.И.* // ПТЭ. 2020. № 4. С. 102. https://doi.org/10.31857/S0032816220040333
13. https://sourceforge.net/projects/khameleon/
14. *Bennett W.R.* // Bell System Technical J. 1948. V. 27. Issue 3. P. 446. https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1948.tb01340.x
15. *Tkachenko A.Yu., Vladimirskaya A.D., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // Opt. Lett. 2018. V. 43. Issue 7. P. 1558. https://doi.org/10.1364/OL.43.001558
16. *Tkachenko A.Yu., Lobach I.A., Podivilov E.V., Kablukov S.I.* // Quantum Electronics. 2018. V. 48. № 12. 2018. P. 1132. https://doi.org/10.1070/QEL16854
17. http://rudshel.ru/daq_board.html
18. http://www.r-technology.ru/products/adc/index.php

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 83–87

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 535.015

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА В СРЕДНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ НА ОСНОВЕ ВЕЕРНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКИ-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ СТРУКТУРЫ НИОБАТА ЛИТИЯ С ЗАДАЮЩИМ УЗКОПОЛОСНЫМ ЛАЗЕРОМ

© 2021 г.
А. А. Бойко[a,b,c,e,*], Е. Ю. Ерушин[b,c,d], Н. Ю. Костюкова[b,c,d,e], И. Б. Мирошниченко[c,d,e], Д. Б. Колкер[b,c,d]

[a] *Томский государственный университет*
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36
[b] *Новосибирский национальный исследовательский государственный университет*
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2
[c] *Институт лазерной физики СО РАН*
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 15Б
[d] *Новосибирский государственный технический университет*
Россия, 630073, Новосибирск, просп. К. Маркса, 20
[e] *ООО "Специальные технологии"*
Россия, 630060, Новосибирск, ул. Зеленая горка, 1/3
**e-mail: baa.nsk@gmail.com*

Поступила в редакцию 02.09.2020 г.
После доработки 06.10.2020 г.
Принята к публикации 07.10.2020 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований влияния узкополосного задающего излучения газового лазера на спектральную ширину линии генерации параметрического генератора света (п.г.с.) на основе веерной структуры периодически поляризованного кристалла ниобата лития PPLN. Использование задающего He–Ne-лазера позволило снизить порог генерации п.г.с. в 1.53 раза – от 120 мкДж (29.5 мДж/см^2) до 78 мкДж (19 мДж/см^2). При оптимальном согласовании мод He–Ne-лазера в резонаторе п.г.с. ширина спектральной линии сигнальной волны уменьшилась в 4.65 раза и составила 0.481 нм.

DOI: 10.31857/S0032816221020026

ВВЕДЕНИЕ

Источники когерентного узкополосного излучения в среднем инфракрасном (и.к.) диапазоне света востребованы во многих важных приложениях, таких как обнаружение вредных примесей в атмосфере, неинвазивная медицинская диагностика и т.д. Возможность плавной непрерывной перестройки длины волны в среднем и.к.-диапазоне делает такие системы особенно привлекательными для применения в оптико-акустической спектроскопии.

Лазерная оптико-акустическая спектроскопия – один из эффективных методов, используемых для точного определения слабых концентраций летучих соединений в сложных газовых смесях, в том числе в выдыхаемом человеком воздухе.

Задача обнаружения и измерения концентрации CH_4 является актуальной в связи с его принадлежностью к парниковым газам [1]. Метод оптико-акустической спектроскопии является на сегодняшний день одним из наиболее чувствительных для проведения измерений в условиях реальной атмосферы при использовании детекторов резонансных типов [2–6]. Параметрические генераторы света (п.г.с.) являются универсальными источниками когерентного излучения с возможностью непрерывной перестройки длины волны в широком спектральном диапазоне [7]. Однако, в отличие от лазерных источников когерентного излучения, п.г.с. на основе кристаллов с регулярной доменной структурой обладают широкополосным спектром излучения [8]. Спектральная ширина излучения п.г.с. обусловлена широкополосными зеркалами резонатора и многочастотным излучением лазера накачки, что приводит к значительному уширению спектра генерации и не всегда позволяет использовать этот источник для прецизионной спектроскопии. Та-

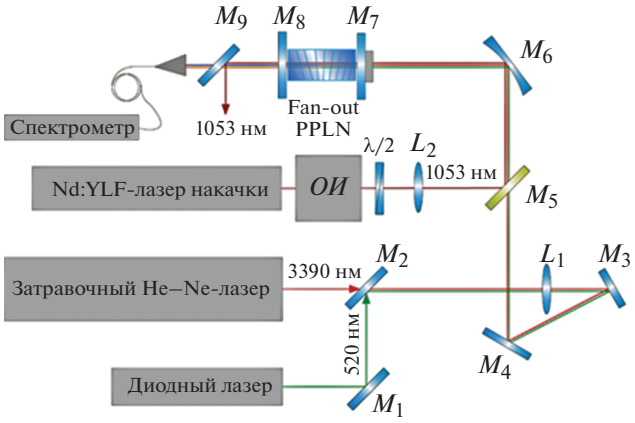

Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Fan-out PPLN – веерная структура кристалла ниобата лития; *ОИ* – оптический изолятор Фарадея; λ/2 – полуволновая пластинка; L_1 – CaF_2-линза с фокусным расстоянием f = 500 мм; L_2 – CaF_2-линза с фокусным расстоянием f = 300 мм; M_1–M_4 – металлические зеркала; M_6 – металлическое сферическое зеркало с фокусным расстоянием f = 500 мм; M_2–M_9 – дихроичные зеркала.

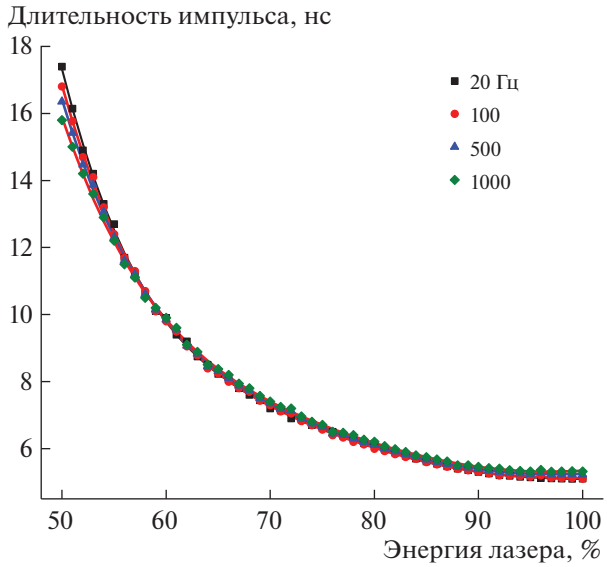

Рис. 2. Зависимость длительности импульса лазера от уровня энергии накачки при разной частоте следования импульсов.

ким образом, использование излучения п.г.с. в высокоточных газоаналитических системах не всегда возможно.

Для уменьшения спектральной ширины линии генерации п.г.с. используются различные методы. Так, в работах [8, 9] в качестве селективного элемента п.г.с. применялась брегговская решетка. Другой методикой является использование узкополосного задающего генератора, при этом в качестве усилителя используется п.г.с. В качестве задающего генератора может быть выбран He–Ne-лазер с длиной волны 3.39 мкм. Применение узкополосного излучения непрерывного газового лазера позволяет существенно уменьшить ширину линии генерации п.г.с. на выбранной длине волны.

В данной работе проведено исследование параметров системы He–Ne-лазер (задающий генератор) плюс п.г.с. (усилитель) с целью использования ее в газоаналитическом оборудовании [2–6] для детектирования метана.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве источника накачки п.г.с. использовался Nd:YLF-лазер (TECH-1053 Advanced, ООО “Лазер-экспорт”) с длиной волны 1.053 мкм. Частота следования импульсов варьировалась от 0.02 до 4 кГц. Максимальная энергия в импульсе составляла 1 мДж. Спектральная ширина линии излучения лазера накачки ~1 см$^{-1}$, показатель качества пучка M^2 < < 1.3, половина угла расходимости ~1.8 мрад. Зависимость длительности импульсов лазера накачки от уровня энергии и частоты следования импульсов показана на рис. 2. Спектральная ширина излучения накачки показана на рис. 3.

В качестве задающего генератора использовался непрерывный He–Ne-лазер с длиной волны 3.39 мкм, специально изготовленный в ИЛФ СО РАН для данного эксперимента. Показатель

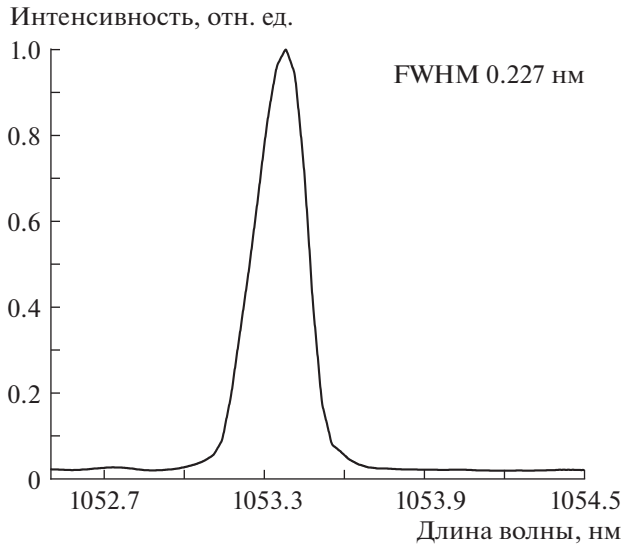

Рис. 3. Спектр Nd:YLF-лазера.

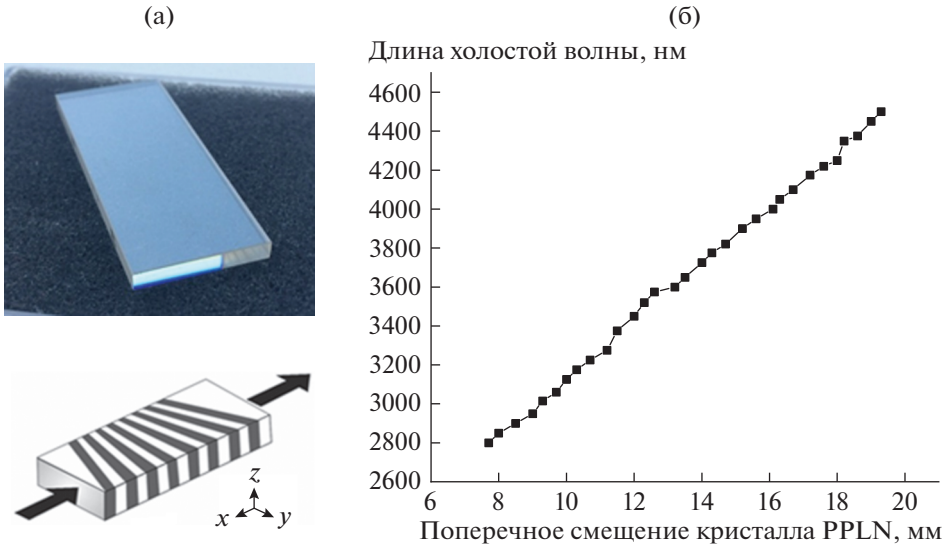

Рис. 4. а – внешний вид (вверху) и структура (внизу) кристалла PPLN; **б** – диапазон перестройки холостой волны в зависимости от координаты.

качества пучка $M^2 = 1.1$, половина угла расходимости ~1.25 мрад, мощность 1 мВт.

Излучение лазера накачки фокусировалось посредством CaF_2-линзы L_2 с фокусным расстоянием 300 мм до диаметра $d_{x,y} = 1.2$ мм. Резонатор п.г.с. образован двумя плоскими дихроичными зеркалами M_7 и M_8 с высоким коэффициентом пропускания для излучения накачки и холостой волны и с высоким коэффициентом отражения для сигнальной волны. Длина резонатора составляла 60 мм. Зеркало M_7 устанавливалось на линейную подвижку и пьезокерамический актуатор для точной подстройки длины резонатора, чтобы удовлетворить условию кратности резонатора п.г.с. целому числу полуволн задающего лазера.

Излучение He–Ne-лазера также согласовывалось при помощи CaF_2-линзы L_1 с фокусным расстоянием 500 мм до диаметра $d_{x,y} = 2.15$ мм для выполнения условия:

$$b_1 = \frac{2\pi w_н^2}{\lambda_н} = b_2 = \frac{2\pi w_и^2}{\lambda_и},$$

где $w_н$ и $w_и$ – диаметры перетяжки для излучения лазера накачки и задающего лазера соответственно; $\lambda_н$ и $\lambda_и$ – длины волн накачки и задающего лазера соответственно. Выполнение данного условия необходимо для наблюдения эффекта усиления моды задающего лазера в резонаторе п.г.с.

Излучение задающего He–Ne-лазера направлялось в резонатор п.г.с. с помощью металлических зеркал M_2–M_4 через дихроичное зеркало M_5 (HR@ 1053–1064 нм, HT@ 1140–1630 нм, HT@ 3000–14000 нм). Для визуализации оптического тракта He–Ne-лазера использовался диодный лазер с длиной волны $\lambda = 520$ нм. При помощи сферического зеркала M_6 ($F = 500$ мм) излучение Nd:YLF-лазера фокусировалось до диаметра $d_{x,y} = 0.72$ мм, а He–Ne-лазера – до $d_{x,y} = 1.29$ мм, что обеспечивало согласование мод в резонаторе п.г.с. задающего лазера и излучения п.г.с.

Для наблюдения эффекта усиления моды необходимо точное совпадение частоты одной из волн п.г.с. с излучением задающего лазера. Для выполнения этого условия использовалась веерная структура кристалла ниобата лития (fan-out PPLN). Размер кристалла PPLN составлял 50(*Д*) × 20(*Ш*) × 3(*В*) мм, период структуры при комнатной температуре находился в диапазоне $\Lambda = 27.45$–32.42 мкм. Для поддержания постоянной температуры кристалл PPLN размещался в термостате. Посредством прецизионной моторизованной подвижки осуществлялось перемещение кристалла PPLN относительно оси резонатора, чем обеспечивалась перестройка длины волны в диапазоне 2.8–4.5 мкм. Зависимость перестройки длины волны от координаты приведена на рис. 4.

Оптимальная длина холостой волны рассчитывалась по выражению

$$\lambda_s = \frac{\lambda_{seed}\lambda_p}{\lambda_{seed} - \lambda_p}$$

и составила 1527.5 нм.

Требуемая длина волны была измерена с помощью спектроанализатора фирмы Angstrom WS6 IR-II с точностью 10^{-6}, спектр излучения сигнальной волны показан на рис. 5. Полная ширина спек-

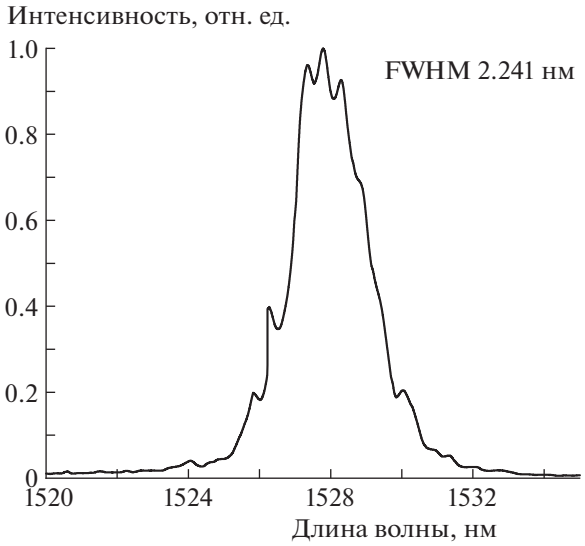

Рис. 5. Спектр сигнальной волны п.г.с.

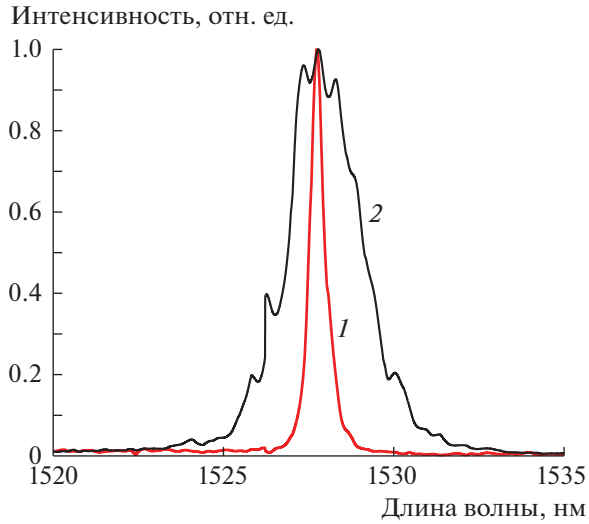

Рис. 6. Спектр сигнальной волны п.г.с. с инжекцией излучения He–Ne-лазера (*1*) и без инжекции (*2*).

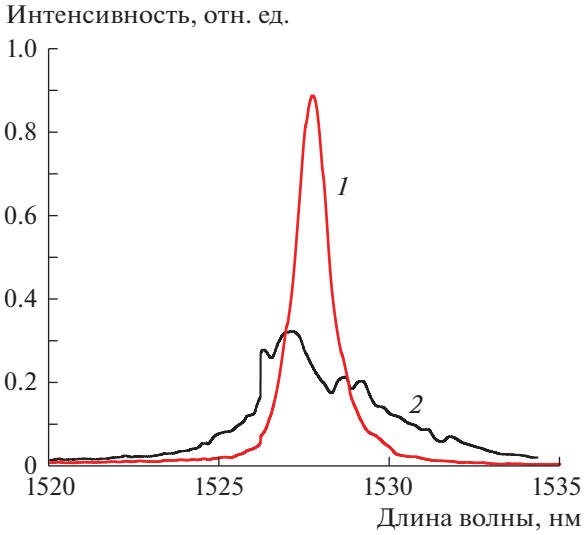

Рис. 7. Спектр сигнальной волны п.г.с. с инжекцией излучения задающего лазера (*1*) и без инжекции (*2*).

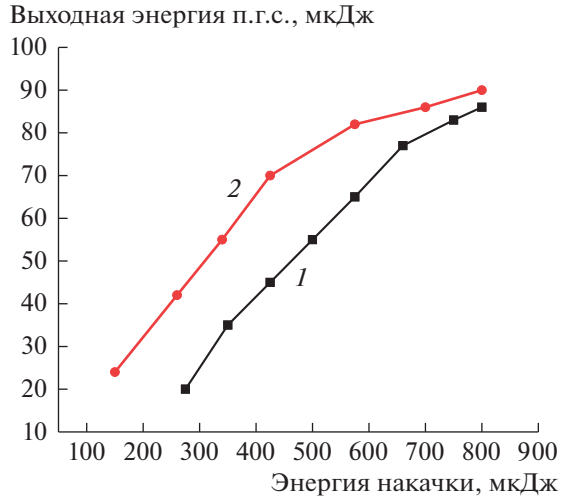

Рис. 8. Энергетические характеристики п.г.с. *1* – свободный режим; *2* – с задающим генератором.

тральной линии сигнальной волны на уровне половинной амплитуды составила 2.241 нм.

После инжекции излучения He–Ne-лазера в резонатор п.г.с. полная ширина спектральной линии сигнальной волны на уровне половинной амплитуды составила 0.481 нм (рис. 6).

В ходе дальнейших экспериментов в схему перед зеркалом M_7 была добавлена линза L_3 с фокусным расстоянием 200 мм для изменения параметра фокусировки и увеличения мощности п.г.с. Полная ширина спектральной линии сигнальной волны на уровне половинной амплитуды составила 3.284 нм, а после инжекции излучения задающего лазера в п.г.с. – 1.116 нм (рис. 7).

Также были исследованы энергетические характеристики и измерен порог генерации п.г.с. при частоте следования импульсов 1 кГц. Эффективность преобразования энергии накачки в энергию п.г.с. при частоте 1 кГц без задающего генератора составила ~11.3%, а квантовая эффективность ~36.4%. Эффективность с инжекцией излучения задающего генератора возросла до ~16.1%, а квантовая эффективность – до ~51.8%. Зависимость выходной энергии п.г.с. в обоих режимах работы представлена на рис. 8. Таким образом,

при инжекции излучения задающего лазера порог генерации был снижен со 120 до 78 мкДж.

ВЫВОДЫ

Исследованы характеристики компактной системы: задающий узкополосный He–Ne-лазер плюс усилитель, в качестве которого использован параметрический генератор света на основе веерной структуры кристалла PPLN в области 3.39 мкм (длина холостой волны) с накачкой Nd:YLF-лазером. Применение задающего He–Ne-лазера позволило снизить порог генерации п.г.с. в 1.53 раза: от 120 мкДж (29.5 мДж/см^2) до 78 мкДж (19 мДж/см^2). При оптимальном согласовании мод He–Ne-лазера в резонаторе п.г.с. ширина спектральной линии сигнальной волны уменьшилась в 4.65 раза и составила 0.481 нм. При использовании задающего He–Ne-лазера в калибровочной смеси 1000 ppm CH_4 в сухом азоте наблюдалось увеличение сигнала фотоакустического детектора, подробно описанного в работе [10], в 1.7 раза.

Предложенная система может быть использована в качестве источника излучения в среднем и.к.-диапазоне для оптико-акустического газоаналитического оборудования, а также в качестве источника излучения для лидаров дистанционного и локального действия.

Применение перестраиваемого узкополосного задающего лазера в данной системе позволит создавать компактные универсальные широкоперестраиваемые узкополосные источники излучения для гражданского и специального назначения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-60055 и госзадания № FSUS-2020-0036.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Real-time and historical methane CH4 levels. https://www.methanelevels.org (Cited: January 25, 2020)
2. *Miklos A., Hess P., Bozoki Z.* // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. № 4. P. 1937. https://doi.org/10.1063/1.1353198
3. *Harren F.J.M., Bijnen F.G.C., Reuss J., Voesenek L.A.C.J., Blom C.W.P.M.* // Appl. Phys. B. 1990. V. 50. № 2. P. 137. https://doi.org/10.1007/BF00331909
4. *Fink T., Büscher S., Gäbler R., Yu Q., Dax A., Urban W.* // Rev. Sci. Instrum. 1996. V. 67. № 11. P. 4000. https://doi.org/10.1063/1.1147274
5. *Колкер Д.Б., Шерстов И.В., Костюкова Н.Ю., Бойко А.А., Кистенев Ю.В., Нюшков Б.Н., Зенов К.Г., Шадринцева А.Г., Третьякова Н.Н.* // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. № 1. P. 29. https://doi.org/10.1070/QEL16932
6. *Колкер Д.Б., Шерстов И.В., Костюкова Н.Ю., Бойко А.А., Зенов К.Г., Пустовалова Р.В.* // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 1. С. 14.
7. *Petrov V.* // Progress in Quantum Electronics. 2015. V. 42. P. 1.
8. *Александров Л.Н., Новиков А.А., Зиновьев А.П., Антипов О.Л.* // Сб. докл. Всероссийской школы для молодых учёных по лазерной физике и лазерным технологиям. Саров, 2010. С. 53–56.
9. *Li Wang, Boyko A.A., Schirrmacher A., Büttner E., Weidong Chen, Ning Ye, Petrov V.* // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 5659. https://doi.org/10.1364/OL.44.005659
10. *Karapuzikov A.A., Sherstov I.V., Kolker D.B., Karapuzikov A.I., Kistenev Yu.V., Kuzmin D.A., Styrov M.Yu., Dukhovnikova N.Yu., Zenov K.G., Boyko A.A., Starikova M.K., Tikhonyuk I.I., Miroshnichenko I.B., Miroshnichenko M.B., Myakishev Yu.V., Loconov V.N.* // Physics wave of phenomena. 2014. V. 22. № 3. P. 189. https://doi.org/10.3103/S1541308X14030054

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 88–92

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.317.7

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГРАНИЧНЫХ ЧАСТОТ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПО ПЛОЩАДИ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩЕЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

© 2021 г. И. В. Фролов[a,b], В. А. Сергеев[a,b,*], О. А. Радаев[a]

[a] *Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*
Россия, 432071, Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2

[b] *Ульяновский государственный технический университет*
Россия, 432027, Ульяновск, ул. Северный венец, 32

**e-mail: sva@ulstu.ru*

Поступила в редакцию 26.08.2020 г.
После доработки 16.09.2020 г.
Принята к публикации 17.09.2020 г.

Описан аппаратно-программный комплекс, не имеющий аналогов в России и за рубежом, предназначенный для измерения распределения граничной частоты электролюминесценции по площади светоизлучающей гетеростуктуры (с.г.с.). Комплекс обеспечивает пространственное разрешение 0.65 мкм, верхний предел измерений 40 МГц и относительную погрешность 2%. Граничная частота электролюминесценции в локальных областях с.г.с. определяется по спаду в 1.19 раза яркости пикселей изображений с.г.с., полученных с помощью цифровой КМОП-камеры при пошаговом повышении частоты следования импульсов питающего с.г.с. тока со скважностью 2. Комплекс и способ измерения апробированы на коммерческих светодиодах зеленого свечения. Результаты измерения распределения граничной частоты могут быть использованы для оценки однородности с.г.с.

DOI: 10.31857/S0032816221010262

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что для InGaN/GaN светоизлучающих гетероструктур (с.г.с.) с квантовыми ямами характерна существенная пространственная неоднородность распределения параметров электролюминесценции по площади активной области. Эта неоднородность обусловлена двумя основными факторами: неоднородным распределением центров безызлучательной рекомбинации и локальными скоплениями атомов индия в твердом растворе InGaN [1–3]. Указанные факторы являются причиной неоднородного распределения плотности тока, температуры и интенсивности электролюминесценции. Локальное повышение плотности тока приводит к локальному разогреву структуры, что в свою очередь приводит к повышению темпа деградации с.г.с. [3].

Таким образом, задача измерения распределения параметров электролюминесценции по площади с.г.с. актуальна при разработке способов оценки качества и надежности полупроводниковых светоизлучающих приборов. Для экспериментального исследования распределения параметров электролюминесценции по площади активной области с.г.с. используются следующие известные методы: сканирующей ближнепольной оптической микроскопии [4], конфокальной сканирующей микроскопии [5] и визуализации увеличенного изображения кристалла оптическим микроскопом с последующим захватом изображения цифровой камерой с высоким разрешением [6].

Недостатком известных методов и средств исследования распределения параметров электролюминесценции с.г.с. является статический режим работы, позволяющий измерять только профиль распределения яркости электролюминесценции. Важную информацию о рекомбинационных процессах в с.г.с. дают динамические параметры электролюминесценции, в частности граничная частота [7, 8]. Измерение распределения граничной частоты электролюминесценции по площади с.г.с. может стать важным инструментом исследования и диагностики однородности с.г.с. Однако до настоящего времени методик и установок для измерения граничной частоты электролюминесценции в локальных областях с.г.с. в литературе не предлагалось.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Граничная частота электролюминесценции с.г.с. определяется как частота переменной составляющей питающего тока малой амплитуды, при которой уровень переменной составляющей мощности излучения с.г.с. снижается на 3 дБ относительно уровня на низкой частоте [8]. Представленные в литературе результаты измерений граничной частоты электролюминесценции $f_{3дБ}$ получены при модуляции тока гармоническим сигналом малой амплитуды, причем ток инжекции задается постоянным [9] или импульсным смещением [10] для снижения эффекта разогрева структуры.

Амплитуда переменной составляющей тока выбирается из условия минимизации нелинейных искажений переменного оптического сигнала с.г.с. и не должна превышать 10% от значения постоянного тока [11]. Собственные шумы широкополосного фотоприемного устройства при регистрации малого переменного оптического сигнала на фоне постоянного сигнала вносят существенную погрешность в результат измерений граничной частоты электролюминесценции при малых уровнях возбуждения с.г.с. Поэтому использование гармонической модуляции питающего тока для измерения граничной частоты электролюминесценции в локальных областях с.г.с. крайне затруднительно.

Для измерения профиля распределения граничной частоты электролюминесценции по площади с.г.с. нами предложено [12] использовать питание с.г.с. импульсным током со скважностью 2 и регистрировать увеличенное оптическим микроскопом изображение светящейся с.г.с. фотоприемной КМОП (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник) камерой. При пошаговом повышении частоты следования импульсов питающего с.г.с. тока КМОП-камера регистрирует серию изображений с.г.с., соответствующих установленным значениям частоты.

Полученные изображения сохраняются в памяти компьютера. Для каждого изображения рассчитывается средняя яркость свечения активной области с.г.с. Поскольку значение граничной частоты в локальных областях с.г.с. может существенно превосходить среднее значение граничной частоты по кристаллу, повышение частоты следования импульсов тока прекращается, когда средняя яркость изображения с.г.с. снизится в 1.5 раза относительно значения, измеренного на начальной низкой частоте.

Спектральная плотность мощности переменного оптического излучения светодиода $P(\omega)$ пропорциональна среднеквадратическому значению тока светодиода $I(\omega)$ на заданной частоте $\omega = 2\pi f$:

$$P(\omega) = |K(j\omega)|I(\omega), \tag{1}$$

где $K(j\omega)$ – передаточная функция с.г.с. при преобразовании электрического тока в излучение, которая при малых значениях барьерной емкости с.г.с. определяется временем τ жизни носителей заряда в активной области с.г.с. [13]:

$$K(j\omega) \approx \frac{K_0}{1 + j\omega\tau}, \tag{2}$$

где K_0 – коэффициент преобразования тока в излучение на постоянном токе.

Выражение для спектра питающего с.г.с. импульсного тока с частотой следования $\omega = 2\pi f$ и скважностью 2 имеет вид:

$$\begin{aligned} I(t) &= I_0\left(\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi}\cos\omega t - \right. \\ &\left. - \frac{2}{3\pi}\cos 3\omega t + \frac{2}{5\pi}\cos 5\omega t - \ldots\right) = \\ &= \frac{I_0}{2}\left[1 - \frac{4}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\frac{1}{(2n-1)}\cos(2n-1)\omega t\right], \end{aligned} \tag{3}$$

где I_0 – амплитуда импульсов тока, n – номер гармоники.

Соответственно спектр переменной оптической мощности излучения с.г.с. при ее питании импульсным током со скважностью 2 будет определяться выражением

$$\begin{aligned} \tilde{P}(\omega) &= \frac{K_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \times \\ &\times \frac{I_0}{2}\left[1 - \frac{4}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\frac{1}{(2n-1)}\cos(2n-1)\omega t\right] = \\ &= \frac{I_0 K_0}{2}\left[1 - \frac{4}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n \times \right. \\ &\left. \times \frac{1}{(2n-1)\sqrt{1 + ((2n-1)\omega\tau)^2}}\cos(2n-1)\omega t\right]. \end{aligned} \tag{4}$$

Действующее значение мощности оптического сигнала, которое регистрируется КМОП-камерой, определяется среднеквадратическим значением постоянной и всех гармонических составляющих спектра:

$$\begin{aligned} P(\omega) &= |K(j\omega)|I_Д(\omega) = \\ &= \frac{P_0}{2}\sqrt{\left[1 + \frac{8}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{(2n-1)^2 + (2n-1)^4\omega^2\tau^2}\right]}, \end{aligned} \tag{5}$$

где $P_0 = I_0 K_0$ – амплитудное значение оптического сигнала светодиода.

На низкой частоте следования импульсов тока ($\omega\tau \to 0$) уровень мощности равен $P(0) = P_0/\sqrt{2}$. Согласно определению граничной частоты электролюминесценции, на частоте следования импульсов тока, равной $f_{3дБ}$, должно выполняться

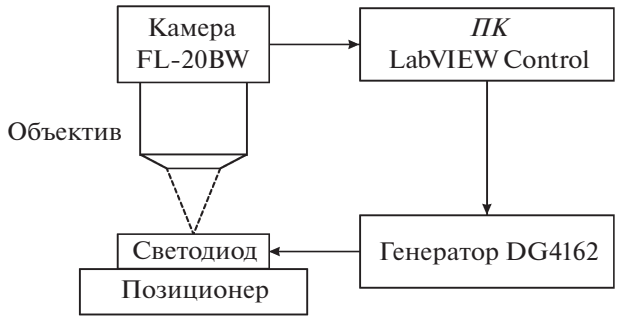

Рис. 1. Структурная схема аппаратно-программного комплекса. *ПК* – персональный компьютер.

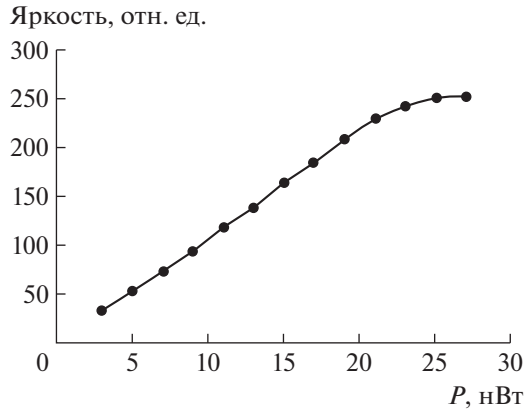

Рис. 2. Яркостная характеристика КМОП-камеры.

условие $2\pi f_{3дБ}\tau = 1$. Учитывая быстрое уменьшение членов a_n суммы в подкоренном выражении с увеличением номера n гармоники >3 ($a_n \sim (1/4)n^4$) и ограничиваясь тремя членами суммы, для мощности оптического сигнала на граничной частоте получим

$$P(f_{3дБ}) = \frac{P_0}{2}\sqrt{1+\frac{8}{\pi^2}0.51265} = \\ = \frac{1.189764}{\sqrt{2}}\frac{P_0}{\sqrt{2}} = \frac{P(0)}{1.18865} \approx \frac{P(0)}{1.19}. \quad (6)$$

Таким образом, при использовании в качестве тестового сигнала импульсного тока со скважностью 2 частота $f_{3дБ}$ будет соответствовать частоте, на которой уровень сигнала КМОП-камеры спадает в 1.19 раза относительно значения, измеренного на низкой частоте.

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС

Структурная схема аппаратной части комплекса представлена на рис. 1. Принцип работы аппаратно-программного комплекса (а.п.к.) заключается в регистрации цифровых изображений с.г.с. с помощью КМОП-камеры при пошаговом повышении частоты следования импульсов питающего тока скважностью 2 с последующей аппроксимацией функцией (5) зависимостей уровня сигнала от частоты для отдельных пикселей изображения. Значение граничной частоты для каждого пикселя изображения (т.е. для отдельной локальной области поверхности с.г.с.) определяется значением частоты следования импульсов питающего тока, при которой уровень сигнала спадает в 1.19 раза относительно уровня на начальной низкой частоте.

В составе а.п.к. используется микроскоп Levenhuk D320L с увеличением до 1600×, имеющий цифровую КМОП-камеру FL-20BW с разрешением 5472 × 3648 пикселей. Питание исследуемой с.г.с. осуществляется импульсами тока от генератора DG4162. Диапазон изменения амплитуды импульсов тока составляет от 20 мкА до 50 мА, изменение частоты следования импульсов тока в диапазоне 1 кГц–40 МГц осуществляется по USB-интерфейсу.

Время выдержки цифровой КМОП-камеры устанавливалось в диапазоне 2 мс–3600 с, так чтобы среднее значение яркости изображения находилось на линейном участке яркостной характеристики камеры (рис. 2).

Программная часть комплекса разработана в среде программирования LabVIEW. В программе реализован процесс инициализации всех подключенных к компьютеру приборов. Имеется возможность ручного управления параметрами импульсов тока генератора и измерения профиля распределения электролюминесценции с.г.с.

В процессе измерения программа передает параметры импульсов тока в импульсный генератор, накапливает и усредняет изображения светодиода, сохраняет полученные результаты измерений, осуществляет аппроксимацию амплитудно-частотных характеристик для каждого пикселя изображения и определяет граничную частоту модуляции $f_{3дБ}$.

Ниже представлены основные метрологические характеристики а.п.к.:

– Диапазон измеряемых частот	1кГц–40 МГц
– Пространственное разрешение	0.65 мкм
– Время интеграции	2 мс–3600 с
– Шум считывания	<0.6 e^-
– Уровень темнового тока	<0.001 e^-/пикселей/с
– Диапазон амплитуды импульсов тока	20 мкА–50 мА
– Погрешность измерения частоты $f_{3дБ}$	2%

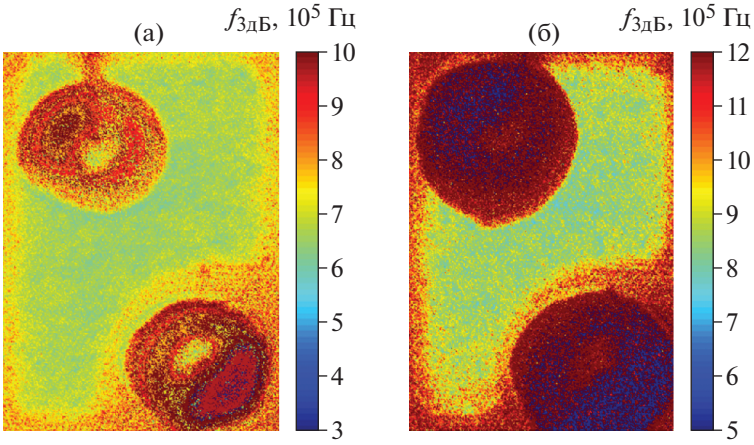

Рис. 3. Профиль распределения граничной частоты электролюминесценции по площади кристалла светодиодов № 1 (**а**) и № 2 (**б**).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальная проверка работы а.п.к. выполнена с использованием коммерческих InGaN светодиодов TO-3216BC-PG зеленого свечения с размерами кристалла 130 × 200 мкм. На рис. 3 представлены профили распределения граничной частоты электролюминесценции для двух образцов исследованной выборки.

В качестве количественной оценки неоднородности профиля распределения граничной частоты электролюминесценции светодиода может быть использована относительная неравномерность распределения граничной частоты электролюминесценции по площади структуры, определяемая отношением $\sigma/f_{3дБ_ср}$, где σ – среднее квадратическое отклонение, а $f_{3дБ_ср}$ – среднее значение граничной частоты электролюминесценции по площади с.г.с. Для светодиода № 1 относительная неравномерность составила 5.4%, а для светодиода № 2 – 7.1%.

Для подтверждения правильности представленного способа измерения граничной частоты электролюминесценции было проведено сравнение частотных зависимостей интегральной мощности $P_{гарм}(f)$ электролюминесценции светодиода, измеренной фотоприемным модулем FPD510-FS-VIS при гармонической модуляции питающего тока, и усредненной по площади кристалла мощности $P_{имп}(f)$ электролюминесценции светодиода, измеренной при импульсной модуляции питающего тока разработанным а.п.к. На рис. 4 представлены нормированные частотные зависимости $P_{гарм}(f)$ и $P_{имп}(f)$, измеренные при токе 100 мкА.

Согласно рисунку, значения граничной частоты, определенной по уровню $0.84P(0)$ при импульсной модуляции тока светодиода, и граничной частоты, определенной по уровню $0.707P(0)$ при гармонической модуляции тока с постоянным смещением, совпадают.

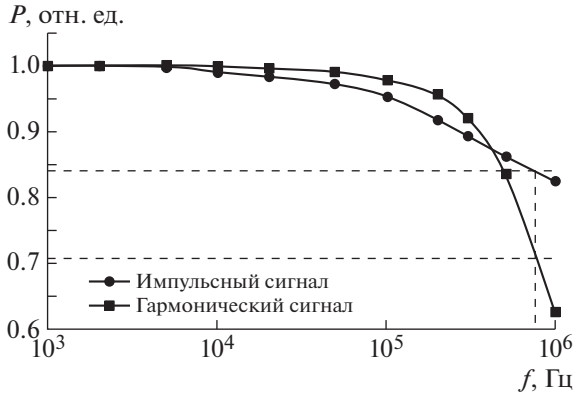

Рис. 4. Частотная зависимость мощности излучения светодиода при импульсной $P_{имп}(f)$ и гармонической $P_{гарм}(f)$ модуляции питающего тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен способ определения граничной частоты электролюминесценции с.г.с. с применением импульсной модуляции питающего с.г.с. тока. Разработан а.п.к. для измерения профиля распределения граничной частоты электролюминесценции по площади с.г.с. и оценки степени его однородности. Комплекс позволяет измерять граничные частоты электролюминесценции локальных областей с.г.с. в диапазоне от 1 кГц до 40 МГц с погрешностью 2% и пространственным разрешением 0.65 мкм. На примере измерения профиля распределения граничной частоты электролюминесценции коммерческих зеленых светодиодов с использованием а.п.к. показано, что

исследованные образцы светодиодов имеют существенные различия в степени неоднородности профиля. Достоверность предложенного способа измерения граничной частоты подтверждена путем прямого сравнения результатов измерения граничной частоты полного потока электролюминесценции светодиода предложенным и традиционным способами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-07-00562 А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tian P., Edwards P.R., Wallace M.J., Martin R.W., McKendry J.J.D., Gu E., Dawson M.D., Qiu Z.-J., Jia C., Chen Z., Zhang G., Zheng L., Liu R.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. V. 50. P. 075101. https://doi.org/10.1088/1361-6463/50/7/075101
2. *Gelžinytė K., Ivanov R., Marcinkevičius S., Zhao Y., Becerra D.L., Nakamura S., DenBaars S.P., Speck J.S.* // Journal of Applied Physics. 2015. V. 117. P. 023111. https://doi.org/10.1063/1.4905854
3. *Peng Z., Lu Y., Gao Y., Chen G., Zheng J., Guo Z., Lin Y., Chen Z.* // IEEE Photonics Journal. 2018. V. 10. P. 8201908. https://doi.org/10.1109/JPHOT.2018.2880319
4. *Li Y., Tang W., Zhang Y., Guo M., Li Q., Su X., Li A., Yun F.* // Nanomaterials. 2019. V. 9. P. 633. https://doi.org/10.3390/nano9040633
5. *Jeong H., Jeong M.S.* // Journal of Alloys and Compounds. 2016. V. 660. P. 480. https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2015.11.151
6. *Lin Y., Tu Y., Wu T., Xiao Y., Peng Z., Lu Y., Chen Z.* // Proc. SPIE 10554. Light-Emitting Diodes: Materials, Devices, and Applications for Solid State Lighting XXII. P. 1055416 (14 February 2018). https://doi.org/10.1117/12.2281120
7. *Meng X., Wang L., Hao Z., Luo Y., Sun C., Han Y., Xiong B., Wang J., Li H.* // Appl. Phys. Letters. 2016. V. 108. P. 013501. https://doi.org/10.1063/1.4939593
8. *Шуберт Ф.* Светодиоды / Под ред. А.Э. Юновича, М.: Физматлит, 2008.
9. *Monavarian M., Rashidi A., Aragon A.A., Nami M., Oh S.H., DenBaars S.P., Feezell D.* // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P. 191102. https://doi.org/10.1063/1.5032115
10. *David A., Grundmann M.J.* // Appl. Phys. Letters. 2010. V. 96. P. 103504. https://doi.org/10.1063/1.3330870
11. ГОСТ 18986.14–85. Диоды полупроводниковые. Методы измерения дифференциального и динамического сопротивлений. М.: ИПК Изд-во стандартов, 2004
12. *Сергеев В.А., Фролов И.В.* Патент на изобретение № 2725613 РФ. // Бюл. № 19. Опубл. 03.07.2020.
13. *Zhao L.X., Zhu S.C., Wu C.H., Yang C., Yu Z.G., Yang H., Liu L.* // Sci. China-Phys. Mech. Astron. 2016. V. 59. P. 107301. https://doi.org/10.1063/1.4993230

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 93–99

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 535-34

ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ДИАПАЗОНА ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

© 2021 г. С. В. Андреев[a], Н. С. Воробьев[a,*], Ю. М. Михальков[a], А. В. Смирнов[a], Е. В. Шашков[a], А. Г. Турьянский[b], В. М. Сенков[b,], И. В. Пиршин[b], Р. И. Фишман[b], С. С. Гижа[b]**

[a] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

[b] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

**e-mail: vor@kapella.gpi.ru*

***e-mail: senkov42@yandex.ru*

Поступила в редакцию 03.07.2020 г.
После доработки 07.08.2020 г.
Принята к публикации 14.08.2020 г.

Описан точечный источник рентгеновского излучения диапазона энергий до 40 кэВ, созданный на основе специально разработанного электронно-оптического преобразователя и работающий в импульсном и непрерывном режимах. Основная цель разработки – применение источника для тестирования времяанализирующих рентгеновских электронно-оптических камер. Прибор также может быть использован в рентгеновской микроскопии и спектроскопии в качестве эталонного источника излучения, в медико-биологических исследованиях и ряде других областей.

DOI: 10.31857/S0032816221010237

ВВЕДЕНИЕ

Генерация и регистрация нано-, пико- и субпикосекундных импульсов рентгеновского излучения среднего диапазона энергий, ~10–100 кэВ, представляет большой научный и практический интерес. Приборы, удовлетворяющие этим требованиям и способные работать на воздухе, находят широкое применение в задачах, где существенную роль играет пространственное и временное разрешение. К таким задачам относятся: изучение быстропротекающих процессов в рентгеновском диапазоне длин волн; рентгеновская спектроскопия с временным разрешением; исследования быстропротекающих процессов с использованием дифракции электронов или рентгеновского излучения; контроль быстрых химических реакций; получение стробоскопических изображений в биологии и медицине; уменьшение дозы воздействия рентгеновского излучения на биообъекты и ряд других.

В представленной работе основное внимание сосредоточено на создании и исследовании точечного источника рентгеновского излучения (и.р.и.) диапазона энергий до 40 кэВ на основе электронно-оптического преобразователя (э.о.п.). Такой источник может работать как в непрерывном, так и в импульсном режиме.

В и.р.и. эмиссия электронов происходит при воздействии светового излучения на фотокатод, находящийся внутри вакуумного объема электростатического преобразователя, разгоняющего и фокусирующего электронный пучок на анод-мишень. Фокусировка электронного пучка на мишень из выбранного металла в пятно порядка сотни микрометров позволяет генерировать тормозное и характеристическое рентгеновское излучение в зависимости от напряжения (до десятков киловольт) между фотокатодом и анодом-мишенью. Рентгеновское излучение через бериллиевое или алмазное окно выводится из прибора и может быть использовано для дальнейших целей.

Получение коротких рентгеновских импульсов возможно, например, при использовании: 1) лазерной плазмы, образуемой при фокусировке ультракоротких лазерных импульсов на различные твердые мишени, или 2) фотокатодов при воздействии на них лазерными импульсами соответствующей длительности. Исследованию подобных устройств посвящены многие работы [1, 2].

В первом случае в возникшей за счет мощного лазерного излучения плазме образуются надтепловые электроны, которые вызывают импульсы рентгеновского излучения. Основным недостатком “прямого” источника является очень высокая стоимость лазерной системы, используемой для создания плазмы, обусловленная большой сложностью ее оптической схемы.

Во втором случае при воздействии на фотокатод низкоинтенсивного лазерного излучения соответствующей длительности и спектрального диапазона за счет фотоэффекта генерируются импульсы электронов, которые приобретают необходимую энергию в поле ускоряющих электродов и фокусируются на анод-мишень. В “непрямом” способе получения импульсного рентгеновского излучения требования к лазерной системе значительно ниже, что позволяет использовать компактные и коммерчески доступные лазеры нужного временного диапазона.

В настоящее время наибольший интерес вызывают “непрямые” и.р.и., например фоторентгеновская трубка с фотоэлектронным умножителем в качестве источника электронов [3] и прибор PicoXspeC [4]. В ОАО ЦНИИ “Электрон” (г. Санкт-Петербург, Россия, http://www.niielectron.ru/) фоторентгеновская трубка, разработаннная для аппаратуры рентгеноструктурного и рентгеноспектрального анализа, а также для приборов специального назначения, имеет следующие основные параметры: ускоряющее напряжение от 3 до 100 кВ (в зависимости от модификации), быстродействие порядка 100 нс.

Фоторентгеновская трубка может работать в непрерывном и импульсном режимах, при этом интенсивность рентгеновского излучения может регулироваться током светодиода. Применение разных материалов для фотокатода фотоэлектронного умножителя позволяет получать фоторентгеновскую трубку с управлением световым потоком различного диапазона спектра – от ультрафиолетового до ближнего инфракрасного. Конструкция фоторентгеновской трубки дает возможность использовать один и тот же прибор для получения как мягкого рентгеновского излучения (при низких напряжениях), так и излучения средней жесткости (при напряжениях до 100 кВ). Однако следует отметить, что длительность рентгеновских импульсов в такой трубке составляет десятки наносекунд, что ограничивает применение ее для исследования быстропротекающих процессов.

Прибор PicoXspeC разработан корпорацией Hamamatsu Photonics (Япония) для изучения процессов флуоресценции, возникающих в сцинтилляторах и других материалах, облучаемых пикосекундным рентгеновским излучением. Основной частью прибора является импульсная рентгеновская трубка с фотокатодом в качестве эмиттера электронов. Трубка является излучателем зеркального типа с вольфрамовым анодом и окном из бериллия. Компактная система PicoXspeC легко размещается на лабораторном столе, и управление ею осуществляется от персонального компьютера. Система безопасна, радиационный фон не превышает разрешенного уровня радиации. С помощью PicoXspeC можно измерять рентгеновские импульсы длительностью от 100 пс до 1 мс при спектральном диапазоне чувствительности фотокатода от 200 до 850 нм.

В настоящее время в ИОФ РАН ведутся работы по созданию рентгеновских стрик-камер с пикосекундным временным разрешением, способных регистрировать рентгеновское излучение среднего диапазона энергий. Для их тестирования разработан и.р.и., основой которого является новый специализированный э.о.п.

Как известно, некоторые времяанализирующие преобразователи, например ПИФ-01 [5], могут иметь временное разрешение лучше 1 пс.

В связи с этим можно ожидать, что и.р.и., при соответствующей геометрии электронной оптики используемого э.о.п., будет способен излучать рентгеновские импульсы пикосекундной длительности при облучении его фотокатода фемто- или пикосекундными лазерными импульсами. Такой излучатель сможет работать и в непрерывном режиме при облучении постоянными источниками света с длиной волны, соответствующей области чувствительности фотокатода. В данной работе приводятся результаты по расчету, изготовлению и исследованию характеристик точечного и.р.и.

МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ

Расчет основных характеристик и конструкции прибора осуществлялся с использованием пакета прикладных программ MASIM [6], разработанного в отделе фотоэлектроники ИОФ РАН. Пакет обладает широким спектром возможностей по расчету статических и динамических электромагнитных полей, траекторий заряженных частиц, а также на их основе различных характеристик для решения задач электронной оптики, масс-спектрометрии, создания электронных усилителей и многих других электронных устройств и приборов.

Расчет электромагнитных полей в пакете программ MASIM осуществляется на основе разностных интегральных методов, а также их комбинаций для решения уравнений Лапласа и Пуассона. При расчете электрических полей и их производных вблизи поверхностей электродов применяются методы выделения особенностей, позволя-

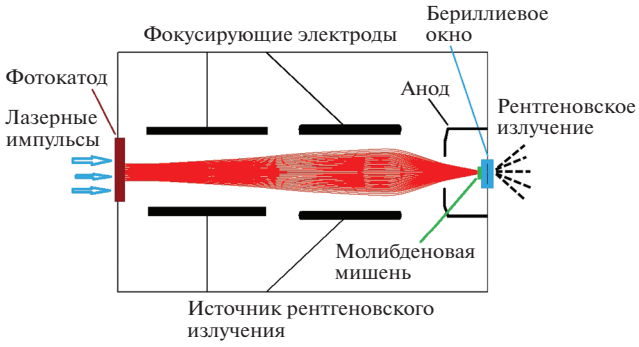

Рис. 1. Принципиальная схема и.р.и.

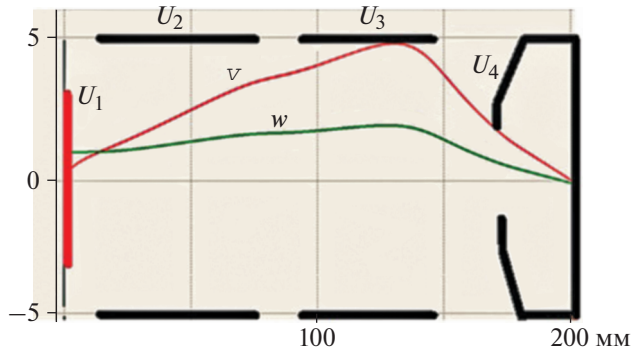

Рис. 2. Кривые аберрационных коэффициентов v и w, определяющие положение плоскостей изображения и кроссовера. U_1 – потенциал катода, U_2 – потенциал 1-го фокусирующего электрода, U_3 – потенциал 2-го фокусирующего электрода, U_4 – потенциал анода.

ющие добиться высокой точности расчета, что особенно важно в задачах электронной оптики, в которых электронное изображение формируется в прикатодной области.

Для расчета характеристик на основе электронных и ионных пучков широко применяется теория аберраций 3-го порядка [7], что позволяет рассчитывать быстро и с высокой точностью интегральные характеристики, такие как плотность тока, временное и пространственное разрешение и т.д. Разработанные алгоритмы, реализованные в программе MASIM, прошли тщательное тестирование на модельных задачах, имеющих строгие аналитические или квазианалитические решения.

Для создания 40-килоэлектронвольтного электронного пучка диаметром 100 мкм, достаточного для получения рентгеновского излучения средней энергии ~17 кэВ, рассчитана конструкция электронно-оптической пушки, состоящей из фотокатода, двух фокусирующих электродов и анода. Схема пушки показана на рис. 1. Непрерывное или импульсное излучение лазера видимого или инфракрасного диапазона длин волн падает на фотокатод (например, S1 или S20), эмитирующий пучок электронов, которые ускоряются до 40 кэВ и фокусируются на аноде. При этом генерируется рентгеновское излучение, которое выводится через бериллиевое выходное окно. Молибденовый анод имеет конструкцию прострельного типа.

Основной целью сжатия пучка в диаметре с 3 мм (размер лазерного пятна на фотокатоде) до 100 мкм (электронный пучок на мишени) является получение очень малого электронно-оптического увеличения в заданной области путем сближения плоскости кроссовера с плоскостью Гаусса. Этот эффект, достижимый в электронных пушках с двумя и более фокусирующими электродами, демонстрирует рис. 2. Здесь приведены графики аберрационных коэффициентов первого порядка, обозначенные как v и w, которые в точках пересечения с осью э.о.п. определяют положение плоскостей Гаусса и кроссовера.

В результате решения оптимизационной задачи, целью которой было достижение минимального сечения пучка в плоскости, отстоящей от фотокатода на 200 мм, получены следующие значения потенциалов электродов:

$$U_1 = -40 \text{ кВ}, \quad U_2 = -38.667 \text{ кВ},$$
$$U_3 = -37.663 \text{ кВ}, \quad U_4 = 0 \text{ В}.$$

По итогам многократной последовательной оптимизации конструкции и потенциалов на электродах удалось получить размер пучка в плоскости кроссовера менее 100 мкм по полуширине (FWHM). Структура электронного пучка в разрезе хорошо видна на расчетном графике нормированной плотности тока в заданной плоскости $z = 200$ мм, представленном на рис. 3.

Расстояния между электродами подобраны так, чтобы напряженность электрического поля нигде не превышала 1.5 кВ/мм при анодном напряжении 40 кВ, что при должном качестве шлифовки и округления краев электродов должно гарантировать электрическую прочность прибора. Наличие двух фокусирующих электродов обеспечивает возможность точной настройки рассчитанного режима фокусировки. Общая длина э.о.п. немногим больше 200 мм. Конструктивно источник представляет собой вакуумный прибор в виде стеклянного цилиндра с кольцевыми металлическими электродами, внутри которого смонтирована электронно-оптическая система. Последняя содержит прозрачное входное окно, на котором формируются полупрозрачный фотокатод мультищелочного типа S20 (Cs–Na–K–Sb), фокусирующие электроды и анод. Анодом является молибденовая пленка-мишень толщиной 1 мкм, нанесенная с внутренней стороны на бериллиевое выходное окно толщиной 250 мкм. В разработанной конструкции фотокатод наносился классическим способом,

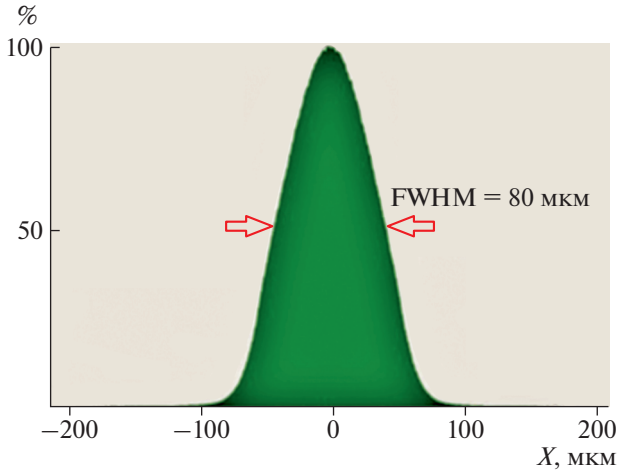

Рис. 3. Нормированная плотность тока в плоскости $z = 200$ мм с полушириной (FWHM) ~80 мкм и основанием ~200 мкм для пучка электронов, эмитированных с рабочей области фотокатода диаметром 3 мм.

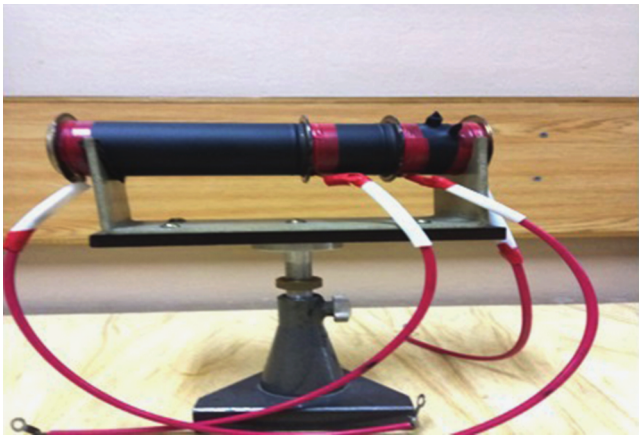

Рис. 4. Экспериментальный образец источника рентгеновского излучения.

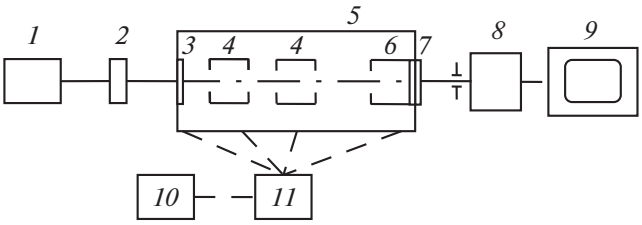

Рис. 5. Принципиальная схема измерений спектров рентгеновского излучения. *1* – полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 532 нм; *2* – блок светофильтров; *3* – фотокатод; *4* – фокусирующие электроды; *5* – и.р.и. в защитном кожухе; *6* – молибденовая мишень; *7* – бериллиевое окно; *8* – рентгеновский спектрометр; *9* – персональный компьютер; *10* – высоковольтный источник питания и.р.и.; *11* – делитель напряжения.

т.е. непосредственно внутри объема колбы источника [8].

На рис. 4 представлен опытный образец разработанного источника рентгеновского излучения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для опытного образца и.р.и. были измерены спектры его рентгеновского излучения, определен размер рентгеновского фокуса источника, измерен ток насыщения в трубке при облучении фотокатода непрерывным лазерным излучением, получены рентгеновские импульсы при облучении катода импульсным лазерным излучением.

Принципиальная схема измерения спектров представлена на рис. 5. В процессе измерений непрерывное излучение полупроводникового лазера с длиной волны 532 нм освещало центральную область фотокатода диаметром ~3 мм.

Подбором светофильтров обеспечивалась такая освещенность фотокатода, при которой измеренный микроамперметром фототок в трубке и.р.и. составлял 0.5–2 мкА и не изменялся со временем, т.е. достигался стационарный режим. Такой режим позволял получать стабильное по интенсивности рентгеновское излучение на выходе источника. При более высокой освещенности фототок в трубке существенно изменялся со временем, что, возможно, связано с дефектами фотокатода и трубки, так как технология изготовления и.р.и. только отрабатывается.

Спектр рентгеновского излучения регистрировался полупроводниковым детектором X-123 SDD (Amptek, США, Великобритания). Результаты измерений спектра рентгеновского излучения на выходе излучателя представлены на рис. 6.

В приведенном спектре и.р.и. при анодном напряжении 30 кВ наблюдаются тормозное излучение и характеристические линии молибдена при энергиях 17.48, 19.61 и 2.3 кэВ. При напряжениях на источнике ≤20 кВ характеристические линии в районе 17 и 19 кэВ не наблюдаются. Изменяя анодное напряжение, можно выделить нужную спектральную область рентгеновского излучения для дальнейшего использования, например, в рентгеновской спектроскопии и т.п. Таким образом, изготавливая многослойные мишени из различных металлов, можно получать ряд спектральных линий рентгеновского излучения или выделять одну, изменяя анодное напряжение и.р.и.

Методика определения размера рентгеновского фокуса и.р.и. заключалась в измерении сигнала рентгеновского излучателя при перемещении танталового экрана относительно фокуса прибора. Схема измерения включала в себя: лазер, освещающий фотокатод рентгеновского источника; сам и.р.и.; непрозрачный для рентгеновского из-

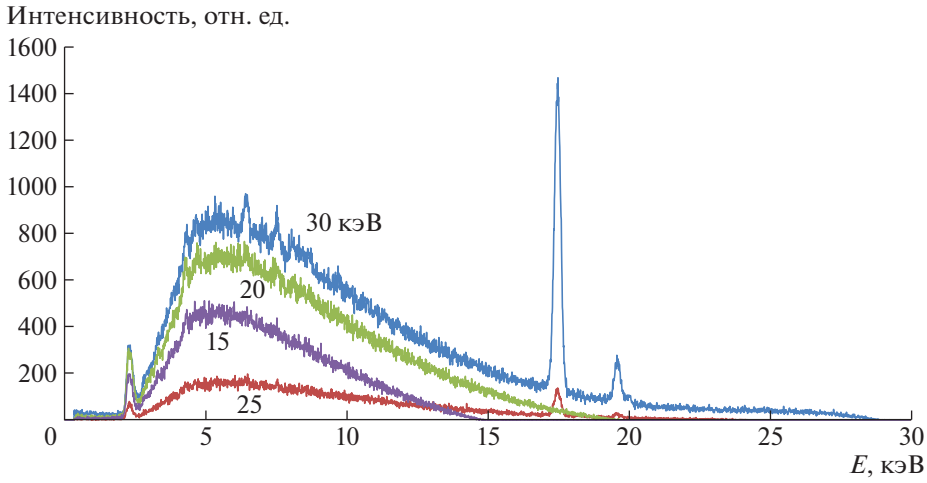

Рис. 6. Спектры рентгеновского излучения прибора при различных анодных напряжениях. Спектр при 25 кВ был измерен при меньшем фототоке по сравнению с остальными.

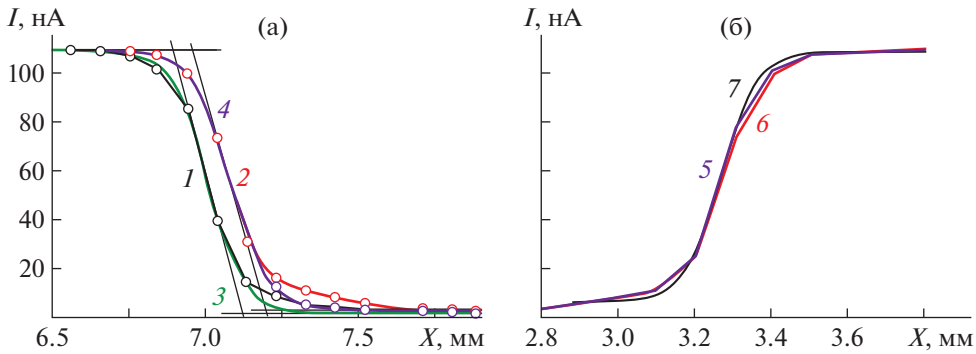

Рис. 7. Результаты измерения диаметра рентгеновского пятна и.р.и.: **а** – ток ф.э.у. при перемещении экрана в прямом (*1*) и обратном (*2*) горизонтальном направлении, *3*, *4* – аппроксимация функцией Больцмана для $t = 61.4$ (*3*) и 64.5 (*4*); **б** – ток ф.э.у. при перемещении экрана в прямом (*5*) и обратном (*6*) вертикальном направлении, *7* – аппроксимация функцией Больцмана ($t = 45.7$).

лучения танталовый экран, расположенный сразу после бериллиевого окна и перемещаемый в двух направлениях (по горизонтали и вертикали) микрометрическими подвижками; рентгеновский детектор с входной диафрагмой; электрические цепи, измеряющие токи анода излучателя и рентгеновского детектора. В процессе измерений напряжение на трубке было ~30 кВ, фототок – на уровне десятых долей микроампер.

Интенсивность рентгеновского излучения измерялась сцинтилляционным детектором. В качестве сцинтиллятора использовался кристалл CsI:Tl. ФЭУ-85, работающий в токовом режиме, регистрировал световое излучение сцинтиллятора. Для измерения токов в цепях анода излучателя и рентгеновского детектора были собраны цепи, содержащие сопротивления 1 МОм и мультиметры “Mastech” MY62 с входным сопротивлением ≥20 МОм. Расстояние от анода до экрана составляло 2.5 мм, от анода до детектора – 92 мм.

Экспериментальные зависимости аппроксимировались функцией Больцмана

$$F(X) = \frac{A_1 - A_2}{1 + \exp\left(\dfrac{X - X_0}{t}\right)} + A_2,$$

где X_0 – координата центра анода, а X – смещение экрана относительно анода; t – параметр ширины перехода; A_1 и A_2 – горизонтальные асимптоты.

На рис. 7 представлены результаты измерения зависимости тока ф.э.у. от положения экрана при его горизонтальных и вертикальных перемещениях относительно фокуса источника.

В результате расчетов размер рентгеновского фокуса оказался равен ~125 мкм в горизонтальном направлении и около 55 мкм – в вертикаль-

ном при точности измерений ~30%, т.е. фокус имеет форму эллипса и вытянут в горизонтальном направлении.

Причиной эллиптичности пятна могут быть: неточность изготовления электронной оптики и.р.и., неточная фокусировка электронного пучка на аноде, погрешности системы измерения размеров фокуса. Тем не менее, расчетные характеристики и.р.и. практически выдержаны при его изготовлении, и данный прибор можно использовать как точечный источник рентгеновского излучения в различных научных и технических приложениях.

В предварительных экспериментах при облучении фотокатода непрерывным лазерным излучением с длиной волны 532 нм и плотностью мощности от 0.04 до 0.3 Вт/см^2 фототок в трубке менялся от 1.7 до 8.8 мкА. Интенсивность лазерного излучения изменялась за счет введения светофильтров перед фотокатодом. Фототок насыщения в трубке соответствовал ~9 мкА, датчик рентгеновского излучения (СОЭКС-01М), расположенный на расстоянии 5 см от источника, фиксировал превышение дозы над фоном примерно в 1000 раз (100 мкЗв/ч).

Поток рентгеновского излучения измерялся с помощью описанного выше полупроводникового рентгеновского спектрометра. На расстоянии 78 мм от выходного окна рентгеновского источника устанавливалась диафрагма с диаметром отверстия 0.55 мм. Полагая, что угловая диаграмма излучения из фокуса источника является приближенно изотропной, поток излучения в полный телесный угол при энергии электронов 30 кэВ и мощности 0.02 Вт составил $2 \cdot 10^{10}$ фотонов/с.

Вследствие фильтрации мишенью и выходным окном источника нижний порог энергии рентгеновских фотонов ограничен примерно 2 кэВ, а верхний порог – энергией падающих электронов. Плотность потока энергии электронов на аноде для указанной мощности источника при размере фокусного пятна 100 мкм равна 250 Вт/см^2.

Для исследования работы и.р.и в импульсном режиме использовалась установка на основе импульсного наносекундного лазера “Quanta-Ray” GCR-130 (Spectra-Physics, USA) по схеме на рис. 5, только вместо спектрометра использовался сцинтиллятор, разработанный в ИОФ РАН, с временем релаксации ~20 нс [9]. Импульсы лазерного излучения с длиной волны 532 нм, длительностью 20 нс и частотой следования 10 Гц после ослабления светофильтрами облучали фотокатод. При этом анодное напряжение составляло ~30 кВ. Как показали предыдущие эксперименты, при этих условиях на выходе и.р.и. возникает характеристическое излучение Mo с энергией квантов 17.48 кэВ и 19.61 кэВ. При помощи чувствительного к рентгеновскому излучению с такими энергиями сцинтиллятора и ф.э.у. СНФТ-3 с временным разрешением ~5 нс были зарегистрированы на осциллографе LeCroy WaveSurfer 3054 импульса длительностью ~30 нс. Полученные результаты показывают возможность работы и.р.и. в импульсном режиме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что изготовленный на основе э.о.п. точечный и.р.и. может работать в непрерывном и импульсном режимах и обладает характеристиками (спектральными, временными и пространственными), позволяющими использовать его в различных областях науки и техники. В дальнейшем предполагается провести ряд исследований по генерации пикосекундных импульсов рентгеновского излучения, поскольку, как показывают расчеты, в созданном приборе временной разброс электронов в пучке на мишени составил около 30 пс.

Авторами рассматривается возможность получения более коротких рентгеновских импульсов. В качестве следующего шага предполагается добавить в и.р.и. ускоряющую сетку, что позволит поднять временное разрешение прибора до субпикосекундных значений. На основании собственного опыта применения квазистационарных полей [10] авторы планируют в новых модификациях и.р.и. сжимать формируемые на фотокатоде электронные пучки до фемтосекундных длительностей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы статьи выражают глубокую благодарность за оказание помощи в изготовлении опытных образцов и.р.и. Г.П. Левиной, С.Р. Ивановой, В.А. Макушиной и всем сотрудникам технологического участка отдела фотоэлектроники ИОФ РАН, а также А.И. Заровскому и В.И. Пелипенко за участие в проведении экспериментов и Н.В. Васильевой за предоставление сцинтиллятора. Особую благодарность авторы выражают директору НПП “Фон” Д.П. Бельскому за участие в изготовлении узла прострельного анода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фетисов Г.В.* // УФН. 2020. Т. 190. С. 2. https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.10.038435
2. *Egbert A., Mader B., Chichkov B.N.* // Laser Physics. 2002. V. 12. P. 403.
3. *Алымов О.В., Левко Г.В., Лукьянов В.Н., Серебряков А.С., Мамаева Г.А., Филиппова О.А., Фролов В.М., Коротун В.П.* Патент на полезную модель № 123222 РФ // Бюл. № 35. Опубл.20.12.2012.
4. *Denzer U.* // Hamamatsu news. 2011. № 2. P. 28.

5. *Degtyareva V.P., Kulikov Yu.V., Monastyrskiy M.A., Platonov V.N., Postovalov V.E., Prokhorov A.M., Ulasyuk V.N., Ushakov V.K.* // Proc. SPIE. 1984. V. 491. P. 239.
6. *Greenfield D.E., Monastyrskiy M.A., Tarasov V.A.* // CPO-7 International Conference. Cambridge, UK. 2006. P. 23. https://doi.org/10.1016/j.phpro.2008.07.106
7. *Schelev M.Ya., Monastyrskiy M.A., Vorobiev N.S., Garnov S.V., Greenfield D.E.* Aspects of Streak Image Tube Photography / Advances in Imaging and Electron Physics. V. 180. Academic Press is an inprint of Elsivier, 2013. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-407755-3.00001-7
8. *Бутслов М.М., Степанов Б.М., Фанченко С.Д.* Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях / Под ред. Е.К. Завойского М.: Наука, 1978.
9. *Васильев Д.А., Верещагин К.А., Верещагин А.К., Спасский Д.А., Соколов В.О., Хахалин А.В., Васильева Н.В., Галстян А.М., Плотниченко В.Г.* // Прикладная физика. 2015. Т. 4. С. 5.
10. *Андреев С.В., Белолипецкий В.С., Брюхневич Г.И., Воробьев Н.С., Дегтярева В.П., Кузьменко Е.А., Лозовой В.И., Монастырский М.А., Сердюченко Ю.Н., Тарасов В.А., Щелев М.Я.* // Прикладная физика. 2008. Т. 2. С. 33.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 100–106

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.082

МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАМКНУТЫХ ПОЛОСТЯХ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ТЕПЛОВОГО ПРОБОЯ ФОЛЬГ

© 2021 г.
А. Н. Мунтян[a], С. И. Петров[a], Н. М. Романова[a,*], С. С. Таран[a]

[a] *РФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики, Институт лазерно-физических исследований*
Россия, 607188, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37
**e-mail: natusromashka@mail.ru*

Поступила в редакцию 22.03.2020 г.
После доработки 28.09.2020 г.
Принята к публикации 13.10.2020 г.

Описаны методики, позволяющие измерять скорость распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях, время теплового прогрева фольг, а также температуру излучения и временные параметры импульсов рентгеновского излучения в экспериментах на установке “Искра-5”. Методики основаны на проводимой с использованием рентгеновских фотохронографов пространственно-временной (пространственное разрешение 150 мкм, временное 50 пс) регистрации рентгеновского излучения в четырех узких спектральных интервалах 0.2–1 кэВ, а также на многокадровой регистрации (длительность кадра 100 пс, число кадров – 10, пространственное разрешение – 30 мкм). В проведенных опытах пиковая планковская температура излучения в облучающей мишени составила 110–150 эВ, в дополнительном боксе и за фольгами – 50–90 эВ, скорость распространения излучения по замкнутым полостям находится в диапазоне 0.5–13 мм/нс, время теплового пробоя фольг – в диапазоне 50–550 пс.

DOI: 10.31857/S0032816221020087

Одним из основных направлений исследований, проводимых на установке “Искра-5”, является изучение процессов переноса рентгеновского излучения в замкнутых полостях и в режиме теплового пробоя, протекающих при взаимодействии мощного лазерного излучения второй гармоники йодного лазера установки “Искра-5” с рентгеновскими боксами-конверторами. В качестве источника рентгеновского излучения на установке “Искра-5” используется цилиндрический бокс-конвертор “Иллюминатор” [1], внешний вид которого изображен на рис. 1.

В проведенной серии экспериментов мишень “Иллюминатор” представляла собой цилиндр из Au-фольги толщиной 10 мкм либо полипараксилилена толщиной ~12 мкм, покрытого изнутри слоем Au толщиной ~3 мкм. Диаметр цилиндра 670 мкм, длина 900 мкм. Один из торцов цилиндра закрыт Al-фольгой, покрытой Au, а второй – является окном для выхода рентгеновского излучения из конвертора. На боковой поверхности цилиндра имеются четыре отверстия диаметром 0.3 мм для ввода лазерного излучения с энергией 600–1000 Дж от 4–6 каналов установки при длительности лазерного импульса 0.3–0.5 нс.

Лазерное излучение, взаимодействуя с Au-покрытием стенки мишени, формирует лазерную корону с температурой ~1 кэВ. Рентгеновское излучение короны преимущественно поглощается стенками мишени, прогревает их, и они начинают излучать рентгеновское излучение со спектром, близким к планковскому, с температурой 100–150 эВ.

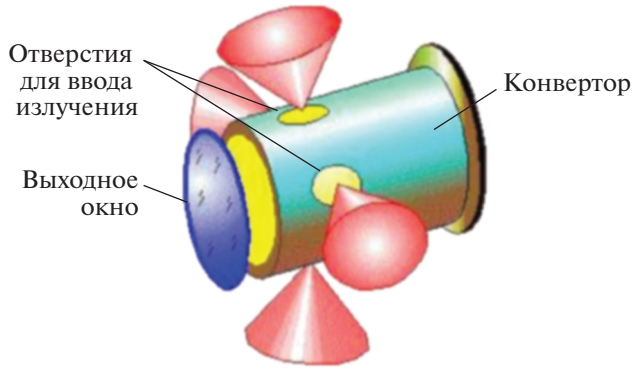

Рис. 1. Источник рентгеновского излучения “Иллюминатор”.

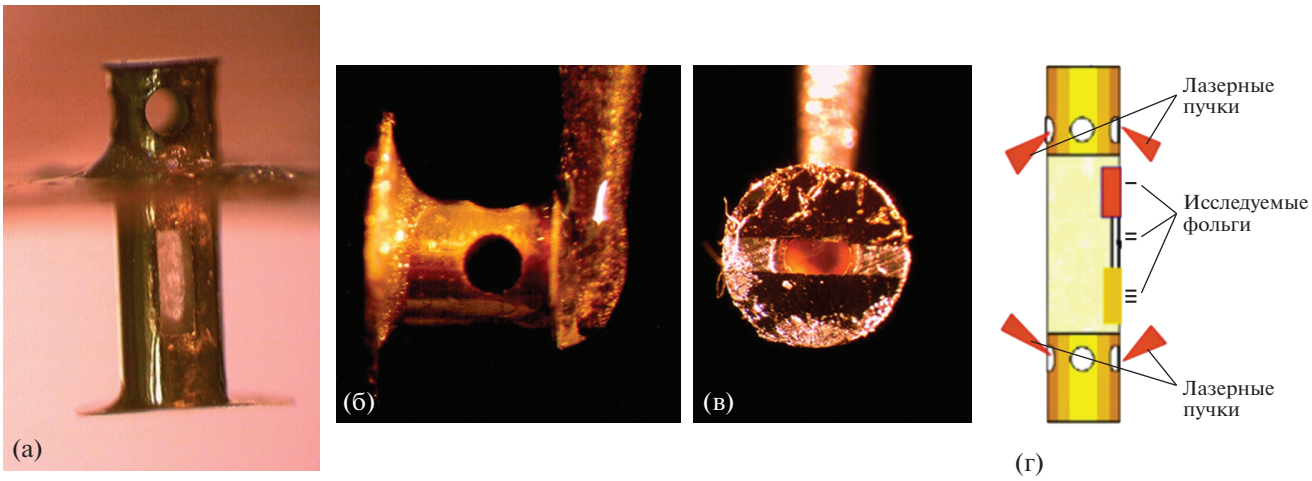

Рис. 2. Фотографии мишеней, предназначенных для определения скорости распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях (**а**) и в режиме теплового пробоя при размещении фольг на торце мишени (**б**, **в**), схема мишени при размещении фольг на диагностической щели дополнительного бокса (**г**).

Сквозь выходное окно “Иллюминатора” однородно по пространству окна [2] (до момента схлопывания плазмы в центре “Иллюминатора” через 0.6–0.7 нс после начала облучения) излучается рентгеновское излучение со спектром, близким к планковскому, с температурой 110–140 эВ, а также жесткое рентгеновское излучение короны. В спектральном диапазоне <1 кэВ вклад излучения короны незначителен. Это излучение и облучает образцы исследуемых материалов или дополнительные мишени, которые устанавливаются на выходе “Иллюминатора”.

При исследовании распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях к торцу “Иллюминатора” крепился дополнительный бокс диаметром 670 мкм и длиной 1.4 мм из полипараксилилена, покрытого изнутри слоем исследуемого материала, по которому распространялось рентгеновское излучение. На боковой поверхности бокс имел щель размером 200 × 700 мкм, через которую проводилось измерение скорости распространения рентгеновского излучения вдоль бокса.

В части экспериментов дополнительный бокс заполнялся малоплотной пеной с $\rho \approx (1–2) \cdot 10^{-2}$ г/см^3. Полученная мишень вставлялась в экран из Cu размером 30 × 30 мм, препятствующий попаданию рассеянного лазерного излучения в нижнюю часть камеры взаимодействия (экран необходим при регистрации видимого излучения из мишени). Мишень в камере размещалась вертикально, “Иллюминатор” – над экраном, дополнительный бокс – под ним. Фотография одной из мишеней представлена на рис. 2а.

Для исследования распространения рентгеновского излучения в режиме теплового пробоя использовались две схемы проведения экспериментов. В первой схеме исследуемые фольги размещались непосредственно на фланце из Al-фольги с отверстием в центре, закрепленном на выходном окне “Иллюминатора”. Диаметр отверстия фланца из Al-фольги был равен диаметру выходного окна “Иллюминатора”. На отверстие наклеивались три фольги с толщинами от 0.2 до 2 мкм и шириной ~200 мкм каждая.

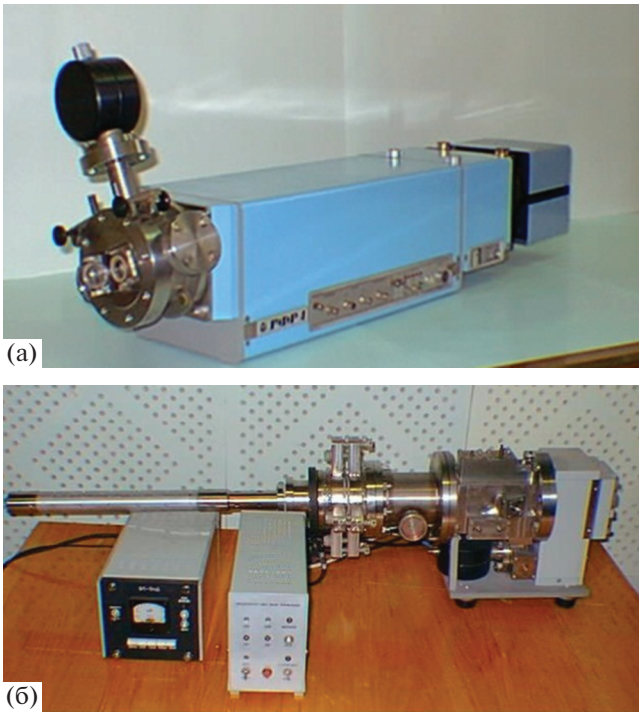

Рис. 3. Фотографии РФР-4 (**а**) и многокадрового регистратора CXP7 со спектрографом РИВС-4 (**б**).

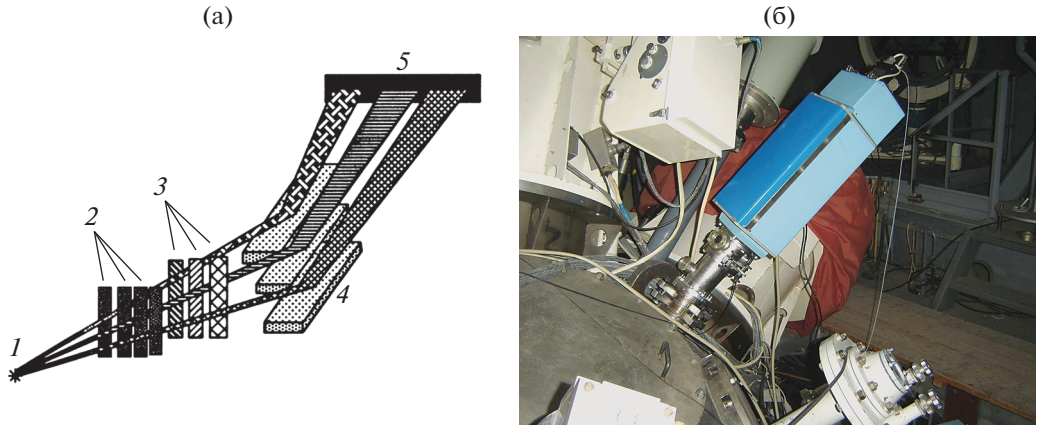

Рис. 4. Схема пространственно-временной регистрации (**а**) и фотография РИВС-4 с РФР-4, установленных на основной камере установки “Искра-5” (**б**). *1* – мишень, *2* – щель-обскура, *3* – фильтры из разных материалов, *4* – зеркала скользящего падения, *5* – фотокатод фотохронографа.

Центральная фольга была прозрачной для рентгеновского излучения (углеродная пленка) и служила для определения момента начала облучения, а две другие фольги, выполненные из одного из материалов: Au, Al, Mg, Ti или Fe, предназначены для исследования. Разница во времени между появлением излучения за углеродной и исследуемыми фольгами и является временем их теплового пробоя. Эти мишени размещались в камере горизонтально.

Недостатком данной схемы является то, что в большинстве экспериментов при регистрации излучения в спектральном диапазоне >0.7 кэВ жесткое излучение короны, прошедшее сквозь исследуемые фольги, имеет интенсивность, сравнимую с полезным сигналом, что не позволяет надежно определить время пробоя в таких спектральных каналах. Фотографии одной из таких мишеней приведены на рис. 2б, 2в.

Этого недостатка лишена вторая схема, в которой две мишени “Иллюминатор”, в каждую из которых заводится по 4 лазерных пучка, облучают расположенный между ними цилиндрический бокс. Бокс диаметром 670 мкм и длиной ~1 мм покрыт изнутри Au, на его боковой поверхности имеется щель размером 200 × 700 мкм, на которую наклеены 3 исследуемые фольги. Мишень в камере размещена вертикально. Недостатком такой схемы является появление дополнительной погрешности в определении времени пробоя, связанной с погрешностью определения скорости распространения излучения по цилиндрическому боксу. Схема одной из таких мишеней приведена на рис. 2г.

Для регистрации во времени свечения рентгеновского излучения за различными фольгами, а также свечения от отверстий ввода и различных участков щели использовались схемы пространственно-временной регистрации одновременно в нескольких спектральных интервалах и схема многокадровой регистрации. Временное разрешение обеспечивали 2 рентгеновских фотохронографа РФР-4 [3] и многокадровая лупа времени СХР7 [4], а пространственное разрешение и выделение узких спектральных интервалов – спектрографы РИВС-4 [5].

Фотографии РФР-4 и СХР7 со спектрографом РИВС-4 приведены на рис. 3.

Схема измерения и фотография одного из приборов, реализующих методику пространственно-временной регистрации излучения в спектральном диапазоне <1 кэВ, приведены на рис. 4. Спектрограф РИВС-4 при помощи щелевых обскур строит 3 изображения мишени на фотокатоде фотохронографа, который и разворачивает полученные изображения во времени. Каждое изображение строится в своем спектральном диапазоне, вырезаемом зеркалом полного внешнего отражения и краевым фильтром. В проведенной серии экспе-

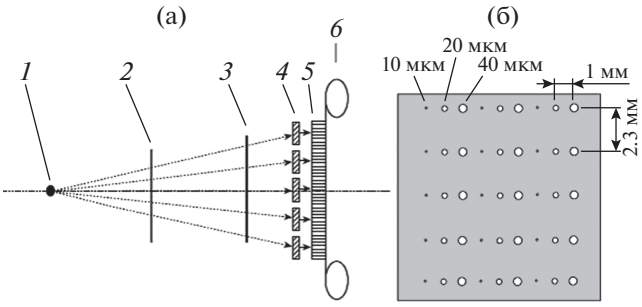

Рис. 5. а – схема многокадровой регистрации (*1* – мишень, *2* – блок камер-обскур, *3* – фильтр, *4* – полосковые линии на микроканальных пластинах регистратора СХР7, *5* – выходной экран на волоконно-оптической пластине, *6* – фотопленка); **б** – блок камер-обскур.

Таблица 1. Параметры каналов, использованных в проведенных опытах

№ канала	РФР-4	$h\nu_{ср}$, кэВ	Материал фильтра (толщина, мкм)	Материал зеркал (углы падения излучения на них)
1	№ 13	0.5	Cu (1.7)+ППК (1.0)	Au (3°)
2	№ 13	0.25	ППК (2.5) + Ti (0.3) + лавсан (3.47)	SiO_2 (5°)
3	№ 13	1.1	Al (8.0)	Au (3°)
4	№ 12	0.25	ППК (2.4) + Ti (0.3) + лавсан (3.47)	SiO_2 (5°)
5а	№ 12	0.25/1.0	ППК (2.4) + Ti (0.3) + лавсан (3.47)	Au (3°)
5б	№ 12	0.25/1.0	ППК (2.4) + Ti (0.3) + лавсан (3.47)	Au (3°)

риментов временное разрешение составило 40 пс, пространственное – 100–150 мкм.

Предварительно на калибровочном стенде РЭКС [6] проведена калибровка всех необходимых параметров фотохронографов РФР-4, включая спектральную чувствительность, спектральное пропускание фильтров и коэффициенты отражения зеркал. Погрешность калибровки пропускания фильтров составила <2%, погрешность калибровки зеркал – 3–5%, погрешность калибровки абсолютной чувствительности РФР-4 ~12%. Суммарная погрешность измерения абсолютных потоков рентгеновского излучения в отдельных спектральных интервалах с учетом погрешности юстировки и обработки полученных результатов не превысила 20%, что позволило измерить температуру излучения (в планковском предположении формы спектра) с погрешностью до 5%.

Обработка полученных фотохронограмм с учетом результатов калибровок однородности чувствительности по экрану, дисторсионных искажений, скорости и нелинейности развертки РФР-4 проводилась при помощи программы CCD_CAM [7]. Параметры задействованных каналов: средняя энергия кванта $h\nu_{ср}$ в канале, рассчитанная по программе XRAY [8], материалы и толщины фильтров, полученные по результатам калибровки, а также материалы зеркал полного внешнего отражения и углы падения излучения на них – приведены в табл. 1. Величина шероховатости зеркал, измеренная на дифрактометре ДРОН-7, определена по зависимости коэффициента отражения зеркала от угла падения [9] на линии K_αTi 4.512 кэВ и составила 13 ± 1 Å для кварцевых и 17 ± 1 Å для золотых зеркал.

Каналы № 1–№ 4 выделяют узкие спектральные полосы шириной $h\nu/dh\nu \sim 3$–7 и предназначены, в том числе, для измерения температуры излучения, каналы № 5а и № 5б имеют максимальную чувствительность, но два окна пропускания: одно в районе 0.25 кэВ, второе в районе 1 кэВ – и предназначены для определения моментов появления слабоинтенсивного излучения из диагностической щели. По каналам № 5 можно оценивать температуру в разных участках щели, но не в “Иллюминаторе”, так как сигнал в этих каналах от отверстий ввода определяется излучением короны.

Схема многокадровой регистрации приведена на рис. 5. Спектрограф РИВС-4 при помощи обскур диаметром 40, 20 и 10 мкм строит на полосковых линиях многокадровой лупы СХР7 набор изображений мишени. Полная длительность развертки СХР7 составила 1 нс, поэтому просматривалась только первая наносекунда свечения мишени после ее облучения лазером. Время экспозиции в отдельной точке полосковой линии равно 100 пс. Регистрация велась за углеродным фильтром толщиной 4 мкм, следовательно, регистрировалось излучение в районе 0.25 кэВ и все излучение в области >0.7 кэВ. Временное разрешение составило 100 пс, расстояние между кадрами – 100 пс, количество регистрируемых кадров за обскурами одного диаметра – 10–11 кадров, пространственное разрешение – 20–60 мкм (в зависимости от диаметра обскуры).

Фотохронограф РФР-4 № 12 предназначен для измерения параметров распространения рентгеновского излучения. РФР-4 № 12 расположен в горизонтальной плоскости камеры взаимодействия, левее на 10° относительно плоскости, проходящей через ось мишени, а СХР7 – по оси мишени, но на 10° над горизонтом. Приборы “видят” мишени почти так, как показано на рис. 2а, 2в, 2г (под углом 10° к изображениям). В мишени на рис. 2а СХР7 “видит” только отверстие ввода, так как диагностическая щель перекрыта медным экраном. Пространственное разрешение идет в вертикальном направлении. Согласно рис. 2а, 2г, РФР-4 № 12 “видит” как отверстия ввода, что позволяет определить момент начала облучения мишени, так и излучение из диагностической щели. Для мишени, показанной на рис. 2в, начало облучения определяется по свечению за центральной фольгой.

Фотохронограф РФР-4 № 13 предназначен преимущественно для определения параметров рентгеновского излучения, облучающего исследуемые мишени. Он расположен по оси мишени, но под углом 45° к горизонту. Через отверстие ввода РФР-4 № 13 “смотрит” на внутреннюю стенку

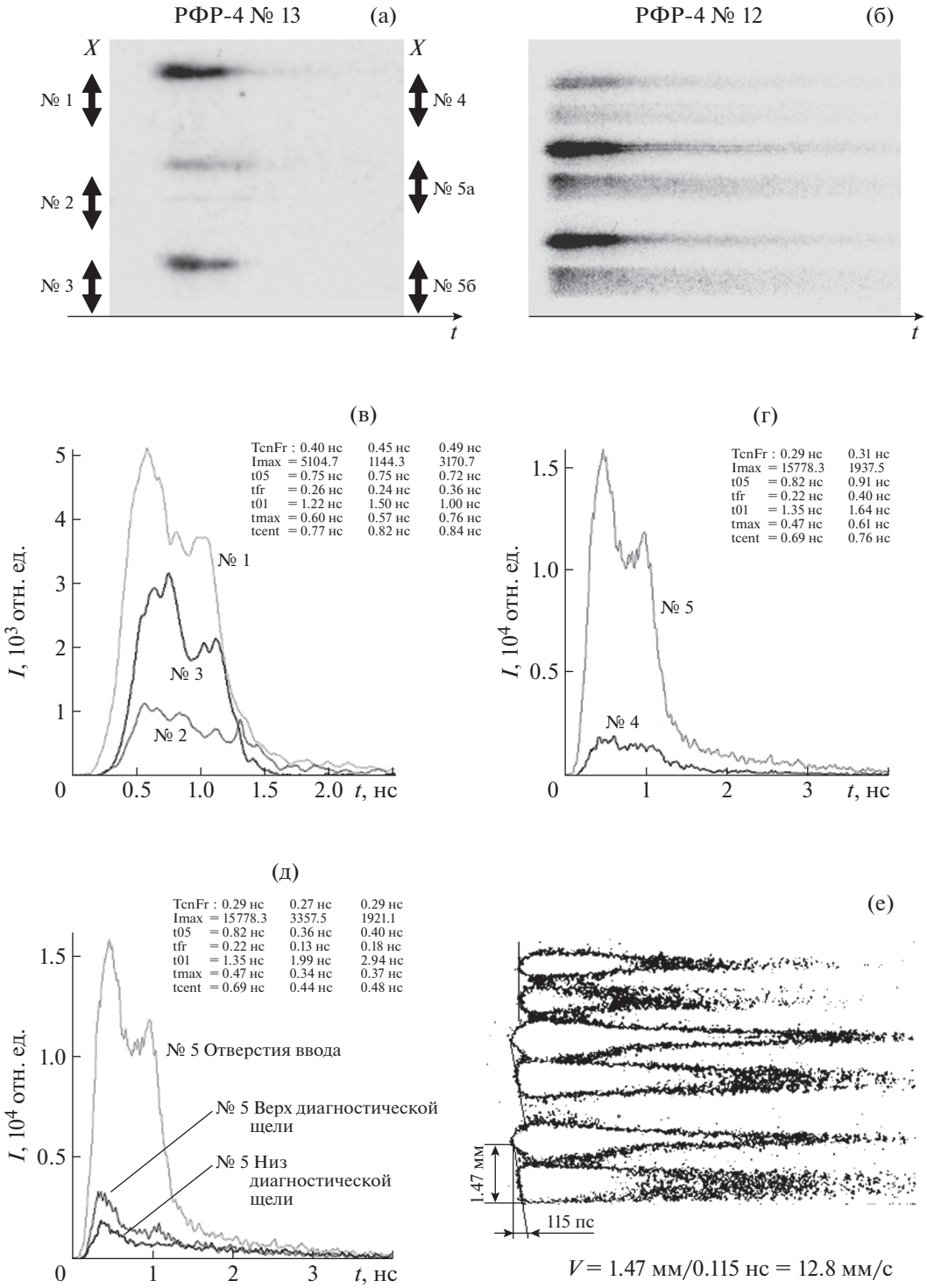

Рис. 6. Фотохронограммы, снятые приборами РФР-4 № 13 (**а**) и № 12 (**б**); форма импульсов из отверстий ввода (**в, г**) и из отверстия ввода и участков диагностической щели (**д**) (цифрами обозначены номера каналов); уровни одинаковой интенсивности фотохронограммы РФР № 12 (**е**).

“Иллюминатора” (в мишенях на рис. 2б, 2в, он “видит” верхнее отверстие ввода).

На рис. 6 приведены результаты регистрации излучения, полученные в одном из экспериментов по распространению рентгеновского излучения в замкнутых полостях (см. рис. 2а). Приведены фотохронограммы, форма импульсов из отверстий ввода и участков диагностической щели, а также уровни одинаковой интенсивности для фотохронограммы, полученной с помощью РФР

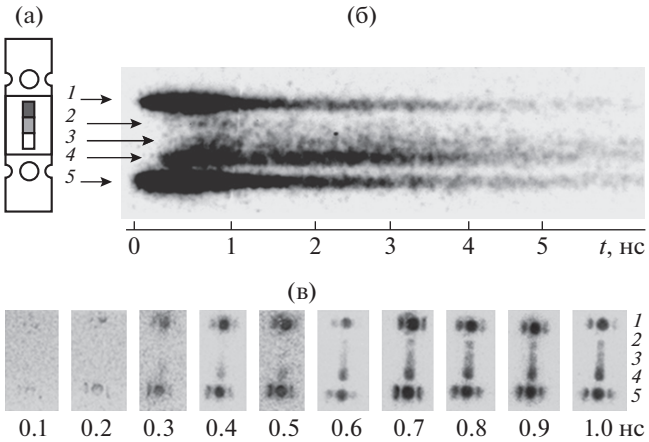

Рис. 7. Вид мишени, как ее видят РФР-4 и СХР7 (**а**); фотохронограмма (**б**) и изображения, полученные с помощью СХР7 (**в**). *1* – отверстие ввода первой мишени “Иллюминатор”, *2* – фольга из Au толщиной 0.4 мкм, *3* – фольга из Au толщиной 0.2 мкм, *4* – фольга из углеродной пленки толщиной 0.1 мкм, *5* – отверстие ввода второй мишени “Иллюминатор”.

№ 12. Напомним, что РФР № 13 и СХР7 не “видели” диагностической щели, закрытой экраном.

Второй импульс, наблюдаемый на фотохронограммах, вызван свечением плазмы, схлопнувшейся на оси мишени “Иллюминатор”. Длительность импульса на полувысоте интенсивности по разным каналам в мишени “Иллюминатор” составила 0.75–0.9 нс, а из диагностической щели ~0.4 нс. Полная длительность свечения по всем каналам совпадает, а разница в длительностях импульса на полувысоте интенсивности вызвана преимущественно различным вкладом второго импульса в полный сигнал.

Пиковая температура излучения в мишени “Иллюминатор” составила 130 ± 15 эВ, в начале диагностической щели – 90 ± 7 эВ и к ее концу – до 70 ± 6 эВ. Скорость распространения рентгеновского излучения составила в этом опыте 13 ± ± 0.5 мм/нс. В опытах, в которых канал распространения был заполнен малоплотной пеной, скорость распространения на порядок меньше и составила 1–2 мм/нс.

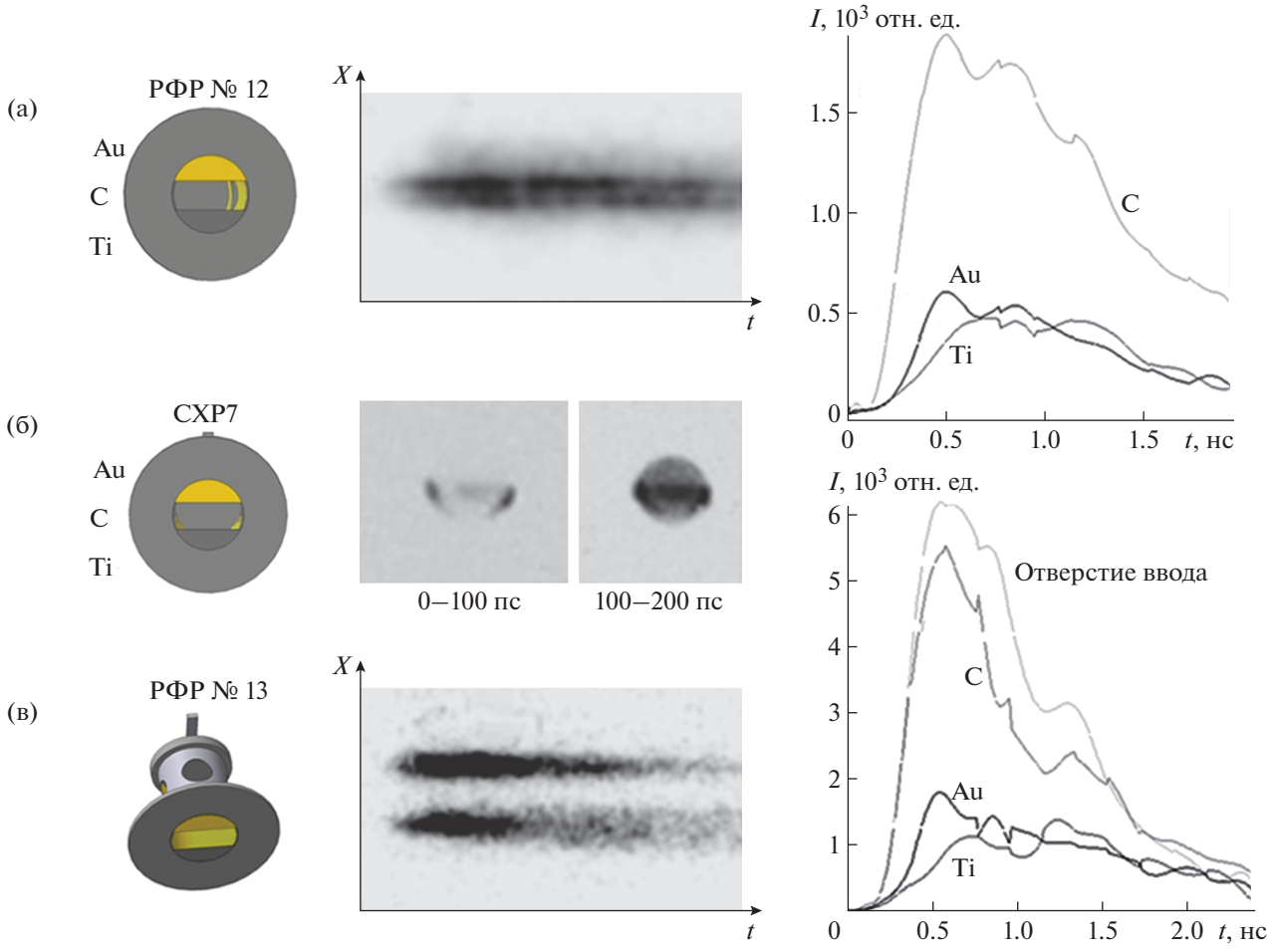

Рис. 8. Слева – вид мишени, как ее видят РФР-4 № 12 (**а**), СХР7 (**б**) и РФР-4 № 13 (**в**), в центре – фотохронограммы (**а**, **в**) и изображения с СХР7 (**б**), справа – форма импульсов из отверстия ввода и за фольгами (**а**, **в**).

На рис. 7 приведены результаты, полученные в эксперименте по тепловому пробою (см. рис. 2г). Приведен участок фотохронограммы для канала № 4 и результаты регистрации многокадровой лупой СХР7 за обскурами на расстоянии 20 мкм. Согласно рис. 7в, в течение первых 200 пс наблюдается свечение только из отверстий ввода мишеней “Иллюминатор”. Начиная с кадра $t = 0.3$ нс, появляется свечение за центральной фольгой из углеродной пленки, с кадра $t = 0.5$ нс – за Au-фольгой толщиной 0.2 мкм и с кадра $t = 0.6$ нс – за Au-фольгой толщиной 0.4 мкм. Следовательно, с погрешностью ±50 пс времена прогрева фольг составили соответственно 0.25, 0.45 и 0.55 нс.

Определенная с помощью фотохронографов пиковая температура излучения в мишенях “Иллюминатор” составила 130 ± 15 эВ, а за фольгами: из углеродной пленки – 75 ± 7 эВ, из Au (0.2 мкм) – 60 ± 5 эВ и из Au (0.4 мкм) – 54 ± 4 эВ. Свечение из обеих мишеней “Иллюминатор” начинается одновременно, а задержки свечения за фольгами составили с погрешностью ±20 пс соответственно 0.24, 0.45 и 0.53 нс и в пределах погрешности измерений совпадают с задержками, определенными по регистратору СХР7.

На рис. 8 приведены результаты, полученные в опыте по тепловому пробою (см. рис. 2б, 2в): вид мишеней, как их видят приборы, участки фотохронограмм для каналов № 2 и № 4 и форма импульсов из различных участков мишени, а также результаты регистрации прибором СХР7 двух первых изображений за обскурами на расстоянии 20 мкм.

Согласно рис. 8б (в центре), на первом кадре наблюдается свечение только от центральной щели, а на следующем – уже за всеми тремя фольгами. Это согласуется с временем прогрева фольг, определенным при помощи фотохронографов, которое составило для фольги из Au (0.25 мкм) 55 ± 5 пс, а из Ti (0.8 мкм) – 110 ± 10 пс. Пиковая температура излучения в мишени “Иллюминатор” составила 115 ± 15 эВ, а за фольгами из Au – 85 ± 7 эВ и Ti – 70 ± 6 эВ.

Таким образом, разработанные на основе щелевых фотохронографов и многокадрового регистратора рентгеновского излучения методики позволяют измерять скорость распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях, которая составила от 0.5 до 13 мм/нс в зависимости от условий эксперимента, а также время теплового прогрева фольг, составившее от 50 до 550 пс (от момента начала облучения мишени). Кроме того, были измерены температура излучателя и временные параметры импульсов рентгеновского излучения как в мишенях “Иллюминатор”, так за нагреваемыми фольгами и вдоль диагностической щели.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение авторы благодарят сотрудников установки “Искра-5” за проведенные эксперименты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кунин А.В., Анненков В.И., Бессараб А.В., Ватулин В.В.* // Тез. докл. XII Всероссийской конференции “Диагностика высокотемпературной плазмы” (Звенигород, Московской обл., 3–9 июня 2007) Троицк: ФГУП “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”, 2007. С. 76.
2. *Лазарчук В.П., Мунтян А.Н., Муругов В.М., Петров С.И., Сеник А.В.* // ПТЭ. 2008. № 2. С. 81.
3. *Лазарчук В.П., Литвин Д.Н., Муругов В.М., Петров С.И., Прянишников И.Г., Сеник А.В.* // ПТЭ. 2004. № 2. С. 128.
4. *Лазарчук В.П., Литвин Д.Н., Мунтян А.Н., Муругов В.М., Петров С.И., Сеник А.В., Заровский А.И., Зюзин Л.Н., Прянишников И.Г., Славнов Ю.Б., Усов Ю.Б.* // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2005. Вып. 9. С. 132.
5. *Лазарчук В.П., Муругов В.М., Петров С.И., Сеник А.В.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 1. С. 101.
6. *Лазарчук В.П., Мунтян А.Н., Муругов В.М., Петров С.И., Сеник А.В.* // ПТЭ. 2004. № 2. С. 133.
7. *Лазарчук В.П., Муругов В.М., Петров С.И., Сеник А.В.* // Тез. докл. XII Всероссийской конференции “Диагностика высокотемпературной плазмы” (Звенигород, Московской обл., 3–9 июня 2007) Троицк: ФГУП “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”, 2007. С. 172.
8. *Лазарчук В.П., Муругов В.М., Петров С.И., Сеник А.В.* // Тез. докл. XII Всероссийской конференции “Диагностика высокотемпературной плазмы” (Звенигород, Московской обл., 3–9 июня 2007) Троицк: ФГУП “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”, 2007. С. 170.
9. *Мишетт А.* Оптика мягкого рентгеновского излучения. М.: Мир, 1989.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 107–114

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.082.78

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ГОЛОВКИ СКАНИРУЮЩЕГО СПЕКТРОМЕТРА ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

© 2021 г. Б. А. Беляев[a,b,*], Н. М. Боев[a,b], А. А. Горчаковский[a,b], Р. Г. Галеев[c,d]

[a] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН*
Россия, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, строение 38
[b] *Сибирский федеральный университет*
Россия, 660041, Красноярск, просп. Свободный, 79
[c] *Сибирский государственный университет науки и технологий им. академика М.Ф. Решетнева*
Россия, 660037, Красноярск, просп. им. газеты "Красноярский рабочий", 31
[d] *АО "НПП "Радиосвязь"*
Россия, 660021, Красноярск, ул. Декабристов, 19
**e-mail: belyaev@iph.krasn.ru*

Поступила в редакцию 11.08.2020 г.
После доработки 17.08.2020 г.
Принята к публикации 25.08.2020 г.

Описаны конструкции измерительных головок для сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса, которые предназначены для регистрации спектров поглощения электромагнитного излучения локальными участками тонких магнитных пленок. Степень локальности определяется диаметром измерительного отверстия головки в диапазоне 0.1–1.0 мм. Чувствительность устройства существенно повышена благодаря миниатюрности нерегулярного измерительного резонатора и сравнительно высокой его собственной добротности. Набор сменных головок позволяет перекрыть диапазон частот 0.1–6.0 ГГц, при этом отношение сигнал/шум для головки с диаметром отверстия 0.8 мм, измеренное на пермаллоевой пленке толщиной 5 нм, не менее 10 дБ.

DOI: 10.31857/S0032816221010249

ВВЕДЕНИЕ

Тонкие магнитные пленки (т.м.п.) широко используются в устройствах записи и считывания информации [1, 2], на них конструируются датчики слабых магнитных полей [3, 4], создаются частотно-селективные устройства [5, 6] и разнообразные устройства на основе спинтроники [7], а также нелинейные устройства сверхвысоких частот (с.в.ч.), например умножители частоты [8]. Характеристики таких устройств зависят не только от магнитных параметров т.м.п., но и от степени неоднородности этих параметров по площади пленок, которая определяется качеством подложек и конкретной технологией изготовления образцов.

Очевидно, что развитие любой технологии нанесения магнитных пленок невозможно без оборудования, позволяющего измерять их характеристики на локальных участках получаемых образцов и, в первую очередь, параметры магнитной анизотропии и затухания прецессии намагниченности. В этом случае одним из наиболее эффективных и точных методов является метод ферромагнитного резонанса (ф.м.р.) [1, 9, 10].

Исследовать локальные участки т.м.п. методом ф.м.р., используя отверстие в стенке полого резонатора, предложил Frait Z. [11]. Тонкая магнитная пленка прикладывалась выбранным участком к отверстию снаружи резонатора, отверстие служило локализованным источником высокочастотного магнитного поля. Используя эту идею, Суху разработал конструкцию установки для снятия спектров ф.м.р. с локальных участков пленок, получившей название "микроволновый магнитный микроскоп" [1, 12]. При этом только замена полого резонатора на микрополосковый привела к существенному повышению как чувствительности измерительной установки, так и точности регистрации спектров с локальных участков т.м.п. [13]. Это позволило разработать автоматизированный сканирующий спектрометр ф.м.р., с помощью которого можно наблюдать характер распределения неоднородности целого ряда магнитных характеристик по площади образцов [13, 14].

Благодаря появлению сканирующего спектрометра ф.м.р. обнаружен и исследован ряд новых эффектов в магнитных пленках, которые имеют не только научное, но и практическое значение. В частности, обнаружен эксцесс магнитной вос-

приимчивости, наблюдаемый вблизи поля одноосной магнитной анизотропии в широком диапазоне частот, получивший название нерезонансной магнитной восприимчивости [15]. Обнаружен и исследован ф.м.р. в квазиравновесном состоянии магнитного момента т.м.п. [16]. Выявлено резкое изменение величины и угла направления одноосной магнитной анизотропии вблизи краев т.м.п. [17, 18], которое обусловлено магнитными полями, существующими на торцах намагниченного образца [19]. Показана возможность измерения с высокой точностью углов интерфейса монокристаллической подложки, на которую осаждена магнитная пленка [20]. Недавно был обнаружен флексомагнитный эффект в неоднородно напряженной магнитной пленке [21].

Чувствительным элементом сканирующего спектрометра ф.м.р. является с.в.ч.-головка из металлического корпуса, в котором размещен микрополосковый резонатор на подложке с высокой диэлектрической проницаемостью. Резонатор имеет отверстие в экране вблизи пучности высокочастотного магнитного поля и является задающим колебательным контуром транзисторного с.в.ч.-генератора, работающего в автодинном режиме, с амплитудным детектором на выходе [13, 14]. Изменение сигнала на детекторе при развертке постоянного магнитного поля пропорционально величине поглощения с.в.ч.-мощности участком пленки, расположенным под измерительным отверстием.

Чувствительность головок с микрополосковым резонатором более высокая по сравнению с полыми резонаторами. Тем не менее, этой чувствительности недостаточно при измерении параметров пленок толщиной менее 10 нм, и поэтому требуется накопление сигнала, что значительно увеличивает время измерений. Важно отметить, что размеры микрополоскового резонатора увеличиваются обратно пропорционально его резонансной частоте, что приводит к соответствующему снижению чувствительности измерительной головки.

В настоящей работе представлены конструкции новых миниатюрных нерегулярных резонаторов и с.в.ч.-головок на их основе, чувствительность которых повышена более чем на порядок, причем чувствительность всех головок, работающих в диапазоне частот 0.1–6.0 ГГц, остается почти одинаковой.

КОНСТРУКЦИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ С.В.Ч.-ГОЛОВКИ

Известно [22], что поглощение электромагнитной энергии образцом, помещенным в с.в.ч.-резонатор, пропорционально мнимой части его комплексной восприимчивости χ''. Минимальную величину χ'', которую спектрометр способен обнаружить, можно оценить по формуле:

$$\chi''_{\min} = \frac{KV}{\pi Q_0}\sqrt{\frac{kT_N\Delta f}{P}}. \quad (1)$$

Здесь K – коэффициент заполнения резонатора образцом; V – эффективный объем резонатора, определяемый из соотношения $W = Vh^2/(8\pi)$, где h – амплитуда высокочастотного магнитного поля на образце, а W – полная энергия, запасенная в резонаторе; Q_0 – собственная добротность резонатора; k – постоянная Больцмана; T_N – эквивалентная температура шумов детектора; Δf – ширина полосы пропускания детектора; P – мощность с.в.ч.-генератора.

Из формулы (1) следует, что для повышения чувствительности спектрометра необходимо увеличить отношение Q_0/V. Однако, учитывая тот факт, что существенно повысить собственную добротность миниатюрного резонатора практически невозможно, добиться повышения чувствительности сканирующего спектрометра ф.м.р. можно только уменьшением объема измерительного резонатора.

Как уже отмечалось, резонатор является задающим контуром с.в.ч.-генератора измерительной головки, принципиальная схема которого приведена на рис. 1. Генератор представляет собой емкостную трехточку на биполярном транзисторе T_1, включенном по схеме с общей базой. Это позволяет минимизировать число элементов в схеме и упростить трассировку печатной платы головки. Оптимальный режим транзистора по постоянному току устанавливается подстроечным резистором R_1. В качестве полуволнового резонатора в схеме используется П-образный колебательный контур с индуктивностью в виде небольшого отрезка микрополосковой линии. К одному концу линии подключены соединенные последовательно емкости C_2 и C_3, образующие делитель по высокочастотному току, а к другому – емкость C_4. Эти емкости, обозначенные на схеме звездочкой, регулируют частоту генератора, а подбором соотношения емкостей C_2 и C_3 устанавливается оптимальная обратная связь в генераторе для достижения требуемой чувствительности головки. Отметим, что емкости контура C_2 и C_3 в зависимости от частоты генератора могут быть частично или полностью образованы паразитными емкостями транзистора и монтажа схемы. При этом собственная добротность такого миниатюрного резонатора с ростом частоты в интервале 0.1–6.0 ГГц повышается с 80 до 110. Для исключения проникновения высокочастотных колебаний от генератора в цепь однополярного питания используется дроссель L_1 и шунтирующая емкость C_6. Детектор, регистрирующий изменение амплитуды колебаний генератора, собран по схеме двухполупериодного

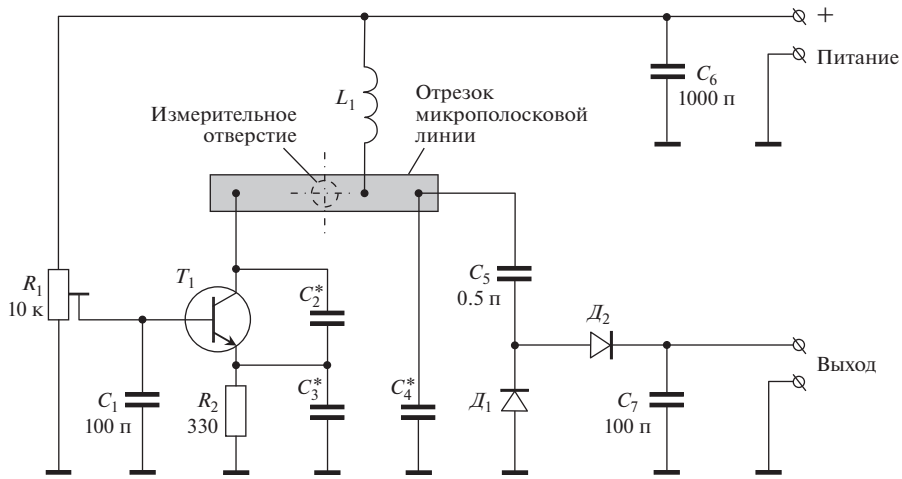

Рис. 1. Принципиальная электрическая схема измерительной головки сканирующего спектрометра ф.м.р. T_1 – BFU690F; $Д_1$, $Д_2$ – BAT62.

выпрямления на диодах $Д_1$, $Д_2$ и сглаживающей высокочастотные пульсации емкости C_7.

В качестве индуктивных элементов нерегулярного резонатора были использованы три отрезка микрополосковых линий (рис. 2), конструкции которых защищены патентом России [23]. Индуктивные элементы изготовлены на общей с генератором печатной плате из стеклотекстолита FR4, относительная диэлектрическая проницаемость которого $\varepsilon = 4$. На верхней стороне платы размещены все элементы генератора и детектора, а нижняя металлизированная сторона служит экраном, в котором выполнено измерительное отверстие диаметром 0.8 мм строго под центром полоскового проводника индуктивного элемента. Такое отверстие обеспечивает измерение спектра ф.м.р. с локального участка площадью ~0.5 мм^2.

В первом индуктивном отрезке микрополосковой линии (рис. 2а) используется однослойная печатная плата, изготовленная из металлизированной пластины толщиной $h = 0.5$ мм, что обеспечивает требуемую жесткость конструкции при ее размерах 30 × 24 мм. Однако для уменьшения объема резонатора полосковый проводник индуктивности имеет ширину всего 0.8 мм и размещен в прямоугольном пазе, выфрезерованном на глубину 0.3 мм. Концы полоскового проводника соединены с контактными площадками на верхней стороне печатной платы. Очевидно, что простота изготовления однослойной печатной платы является достоинством данной конструкции индуктивного элемента. К недостаткам конструкции относится фрезерная доработка платы, а главное – необходимость изготовления проводника индуктивности и его ручная установка пайкой так, чтобы измерительное отверстие находилось точно по центру проводника. К тому же проводник должен быть размещен строго вдоль оси платы, так как угловое отклонение приводит к недопустимому нарушению ортогональности ориентаций высокочастотного поля резонатора и постоянного поля развертки спектрометра.

Указанные недостатки отсутствуют во второй конструкции миниатюрной индуктивности, созданной на дополнительном промежуточном слое уже двухслойной печатной платы (рис. 2б). Отрезок микрополосковой линии изготавливается по стандартной технологии производства многослойных печатных плат. Для доступа к провод-

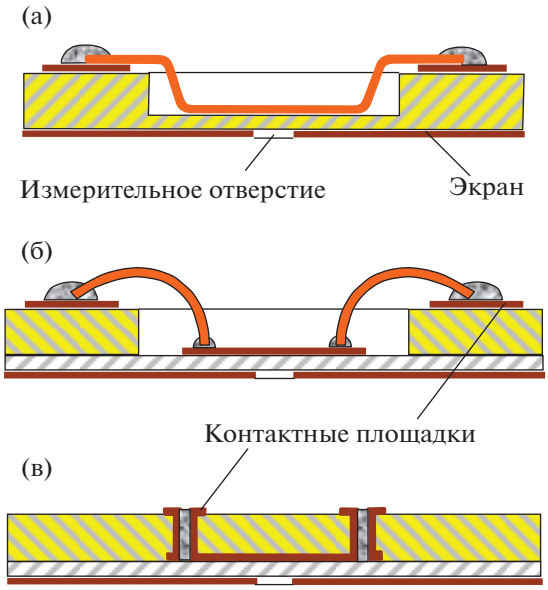

Рис. 2. Конструкции индуктивного элемента колебательного контура: **а** – на однослойной плате; **б**, **в** – на двухслойных платах.

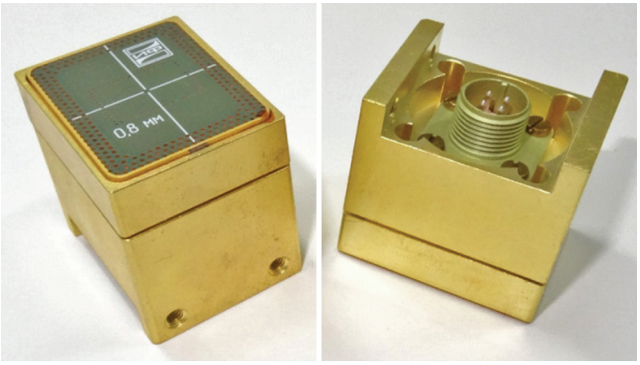

Рис. 3. Фотографии измерительной с.в.ч.-головки: слева – со стороны печатной платы, справа – с противоположной стороны.

нику на верхнем слое платы делается сквозной фрезерованный паз, а концы индуктивности, как и в рассмотренном выше варианте, припаивают к контактным площадкам на верхней стороне платы. В такой конструкции легко обеспечивается высокая точность положения полоскового проводника относительно измерительного отверстия в экране.

Однако недостатком рассмотренной конструкции также является необходимость ручной операции припаивания концов проводника индуктивности к контактным площадкам на верхнем слое платы, которые для обеспечения надежного соединения имеют площадь не менее 1 мм^2. К тому же эти площадки образуют с экраном паразитную емкость более 0.1 пФ, что ограничивает верхнюю частоту генератора до ~3 ГГц, как и в первой конструкции индуктивного элемента. Кроме того, индуктивность колебательного контура генератора увеличивается пропорционально длине проводников, соединяющих микрополосковый отрезок с контактными площадками, что приводит к дополнительному снижению резонансной частоты. Заметим, что для этой конструкции индуктивного элемента генератор имеет частоту 1.8 ГГц при следующих значениях емкостей, обозначенных звездочкой на рис. 1: $C_2 = 0.5$ пФ, $C_3 = 2.0$ пФ, $C_4 = 4.7$ пФ.

Перечисленных выше недостатков лишен третий вариант конструкции индуктивного элемента на двухслойной печатной плате. В данной конструкции соединения между концами индуктивности на промежуточном слое с контактными площадками на верхнем слое выполняются с использованием несквозных переходных металлизированных отверстий диаметром 0.2 мм с контактными площадками на верхней стороне платы диаметром 0.4 мм (рис. 2в). Использование переходных отверстий позволяет уменьшить паразитную емкость почти на порядок и повысить верхнюю частоту генератора головки до ~6 ГГц. Но главным достоинством этой конструкции индуктивного элемента является полное отсутствие ручных операций при его изготовлении, что очень важно для серийного производства. Отметим, что на частотах ниже 3 ГГц конструкция индуктивного элемента резонатора практически не влияет на чувствительность головки, поэтому выбор элемента в этом случае определяется только технологическими возможностями его изготовления.

Печатная плата прикрепляется к латунному корпусу головки посредством пайки, что обеспечивает механическую прочность и надежный электрический контакт. Для этого на верхнем слое платы по всему контуру изготовлен полосковый проводник шириной ~3 мм, соединенный с экраном сквозными металлизированными отверстиями. Фотографии одной из изготовленных головок, сделанные для наглядности с двух ракурсов, представлены на рис. 3. На левом снимке в центре экрана печатной платы видно измерительное отверстие, а на правом – разъем с контактами, через который подается питание головки и снимается выходной сигнал. Четыре резьбовых отверстия в корпусе позволяют закрепить головку на держателе сканирующего спектрометра ф.м.р. [13, 14].

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ ГОЛОВОК

Тестирование головок проводилось на образце обычной магнитной пленки толщиной 50 нм, полученной магнетронным распылением пермаллоевой мишени процентно-весового состава $Ni_{80}Fe_{20}$. Пленка осаждалась через маску с площадью окна 10 × 10 мм^2 на квадратную подложку из кварцевого стекла размером 12 × 12 мм и толщиной 0.5 мм. Небольшая одноосная магнитная анизотропия в плоскости пленки, необходимая для работы многих устройств на т.м.п. [1, 4, 8], наводилась планарным однородным постоянным магнитным полем 200 Э, приложенным вдоль одной из сторон подложки во время напыления образца.

На рис. 4 приведены спектры ф.м.р., снятые с центрального участка пленки на двух частотах при развертке планарного постоянного магнитного поля H в направлении оси наведенной магнитной анизотропии – оси легкого намагничивания (о.л.н.) и ортогонально ей – оси трудного намагничивания (о.т.н.). При этом резонансные поля, измеренные на частоте f_1 = 1.32 ГГц, составляют $H_{\text{о.л.н.}}$ = 14.29 Э и $H_{\text{о.т.н.}}$ = 21.83 Э, а на частоте f_2 = 2.96 ГГц – $H_{\text{о.л.н.}}$ = 93.76 Э и $H_{\text{о.т.н.}}$ = = 101.02 Э. Отметим, что использованные в эксперименте с.в.ч.-головки позволяют регистрировать поле ф.м.р. с точностью не хуже ±0.01 Э, а ширину линий ф.м.р. ΔH – с точностью не хуже ±0.02 Э.

Известно, что ширина линии отражает параметр затухания прецессии намагниченности и яв-

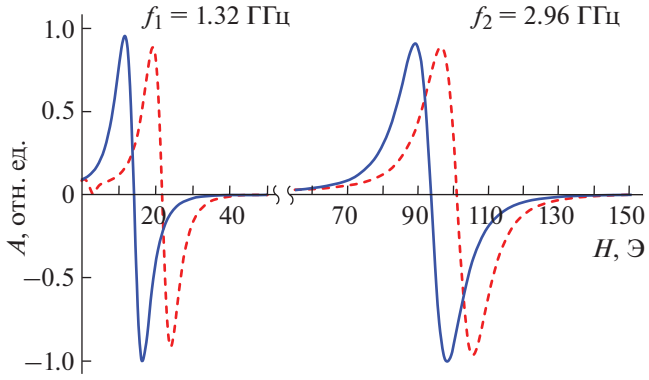

Рис. 4. Спектры ферромагнитного резонанса, снятые на двух частотах при развертке магнитного поля вдоль оси анизотропии (сплошные линии) и ортогонально ей (штриховая линия).

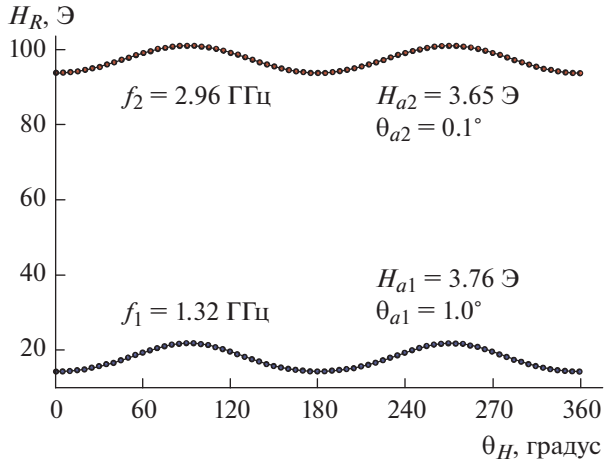

Рис. 5. Зависимости поля ферромагнитного резонанса от угла направления постоянного магнитного поля развертки, снятые на двух частотах.

ляется одной из важнейших характеристик магнитных материалов. У исследуемой пленки измеренная на частоте f_1 ширина линии $\Delta H_1 = 4.68$ Э, а на частоте $f_2 - \Delta H_2 = 9.26$ Э. Известно также, что многие магнитные характеристики т.м.п., например величину H_a и направление θ_a одноосной магнитной анизотропии, можно вычислить по измеренной зависимости резонансного поля H_R от угла направления постоянного магнитного поля развертки θ_H [14]. Для этого используем формулу, связывающую поле H_R с магнитными характеристиками образца на частоте накачки f [24], исключив из нее поле однонаправленной анизотропии:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 = [H_R\cos(\theta_H - \theta_M) + H_a\cos 2(\theta_a - \theta_M)]\times \quad (2)$$
$$\times[4\pi M_S + H_R\cos(\theta_H - \theta_M) + H_a\cos^2(\theta_a - \theta_M)].$$

Здесь γ – гиромагнитное отношение, M_S – эффективная намагниченность насыщения, а равновесное направление θ_M намагниченности насыщения пленки определяется из уравнения:

$$H_R\sin(\theta_H - \theta_M) + \frac{1}{2}H_a\sin 2(\theta_a - \theta_M) = 0, \quad (3)$$

полученного из условия минимума плотности свободной энергии пленки [23].

Для иллюстрации на рис. 5 точками представлены угловые зависимости $H_R(\theta_H)$, снятые на двух частотах. Измерения проводились с шагом 5° на локальном участке в центре пленки. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, построенные по формулам (2) и (3) с помощью программы, в которой магнитные параметры пленок подбирались автоматически по критерию наилучшего совпадения теории с экспериментом. На рис. 5 рядом с кривыми указаны величины H_{a1}, H_{a2} и углы направления θ_{a1}, θ_{a2} одноосной магнитной анизотропии для измеренного на двух частотах участка. Видно, что эти значения для двух кривых заметно отличаются, учитывая, что большое количество измеренных точек повышает абсолютную точность определения поля анизотропии до значения не хуже ±0.01 Э, а угла направления анизотропии – до значения не хуже ±0.05°.

Основным достоинством сканирующего спектрометра ф.м.р. является возможность визуализации распределений неоднородностей магнитных характеристик т.м.п. по площади образцов путем измерения угловых зависимостей резонансного поля $H_R(\theta_H)$ на каждом локальном участке с заданными шагами по осям. Для тестового образца на рис. 6 показаны распределения по площади полей H_{a2} и углов направления θ_{a2} одноосной магнитной анизотропии, снятые с шагом 0.5 мм по осям x и y.

Измерения проводились с использованием с.в.ч.-головки с частотой $f_2 = 2.96$ ГГц, однако характер распределения неоднородностей этих характеристик по площади пленки почти не отличается от характера распределения H_{a1} и θ_{a1}, измеренных на головке с частотой $f_1 = 1.32$ ГГц. При этом на некоторых участках наблюдается небольшое отличие углов направления одноосной анизотропии θ_{a1} и θ_{a2}, не превышающее ±2°, а поле анизотропии H_{a1} на всех локальных участках оказывается немного больше поля H_{a2}, но не более чем на 0.4 Э.

Хорошо известно, что любые неоднородности магнитных параметров по площади т.м.п. являются источниками шумов, ухудшающих характеристики устройств на их основе. Поэтому при отработке технологии получения пленок с однородными магнитными параметрами по всему образцу важными яв-

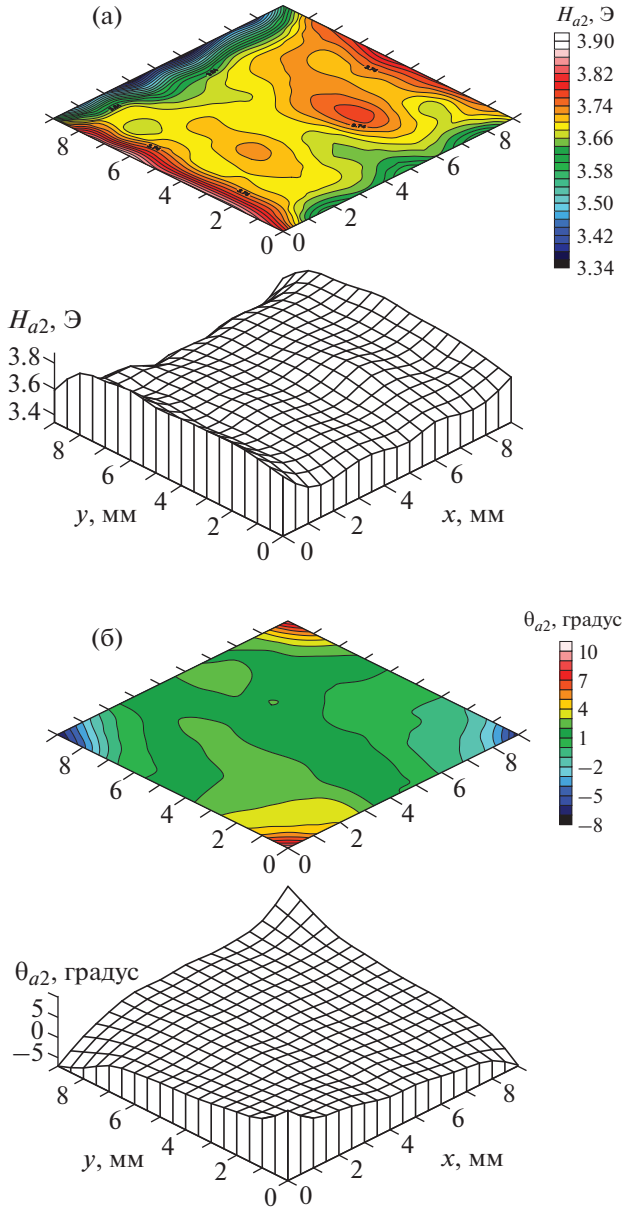

Рис. 6. Распределения поля H_{a2} (**а**) и угла направления θ_{a2} (**б**) одноосной магнитной анизотропии по площади образца, измеренные с шагом 0.5 мм на частоте с.в.ч.-головки $f_2 = 2.96$ ГГц.

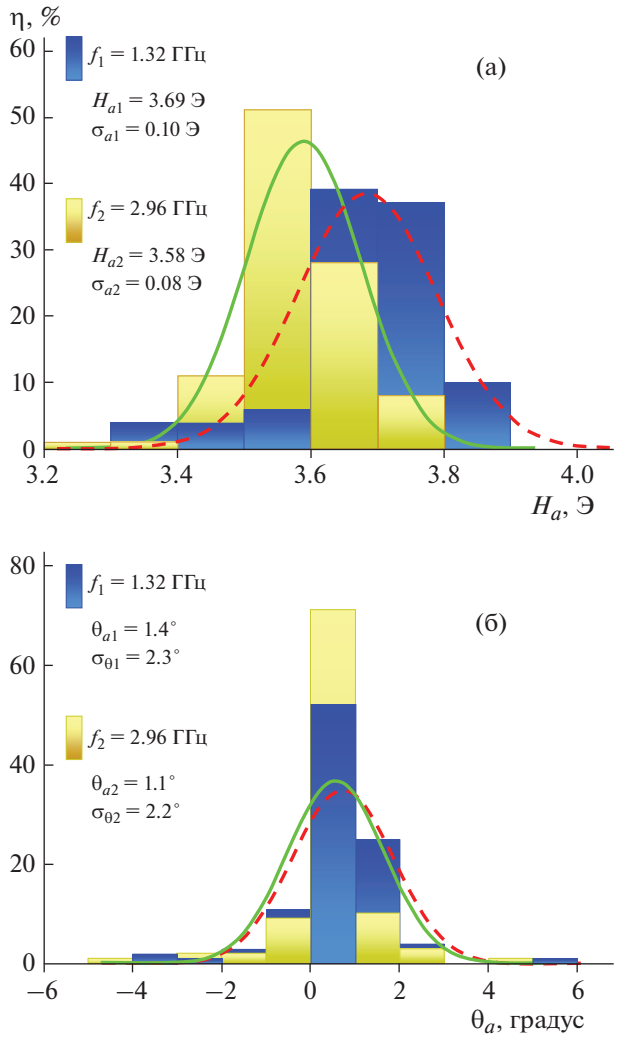

Рис. 7. Статистические распределения полей (**а**) и углов (**б**) одноосной магнитной анизотропии по площади пленки на двух частотах: f_1 (штриховая линия) и f_2 (сплошная линия).

ляются статистические характеристики наблюдаемых неоднородностей. Изучение закономерностей поведения этих характеристик при варьировании различных технологических условий необходимо также и для понимания природы возникновения магнитных неоднородностей.

На рис. 7 представлены диаграммы, полученные в результате статистической обработки ансамблей измеренных на двух частотах величин H_{a1}, H_{a2} и θ_{a1}, θ_{a2} по площади тестового образца пермаллоевой пленки. Диаграммы $\eta(H_a)$ и $\eta(\theta_a)$ показывают относительное количество локальных участков, на которых величина измеренных параметров попадает в интервал значений, равный ширине соответствующих столбцов. В данном случае ширина интервалов равнялась 1/10 от диапазона разброса величин измеренного магнитного параметра.

Видно, что в ансамбле измерений на частоте f_1 математические ожидания поля анизотропии $H_{a1} = 3.69$ Э и угла анизотропии $\theta_{a1} = 1.4°$ отличаются от соответствующих величин, полученных при измерениях на частоте f_2: $H_{a2} = 3.58$ Э и $\theta_{a2} = 1.1°$. При этом дисперсии поля σ_{a1} и угла $\sigma_{\theta 1}$ магнитной анизотропии, вычисленные по результатам измерений на частоте f_1, больше, чем соответствующие величины σ_{a2} и $\sigma_{\theta 2}$ для частоты f_2.

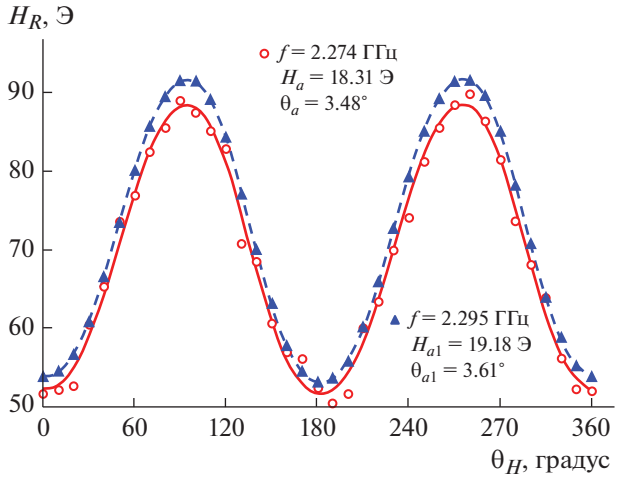

Рис. 8. Зависимости полей ф.м.р. пленки кобальта от угла направления постоянного магнитного поля развертки, измеренные с использованием головки-аналога (круглые точки) и исследованной головки (треугольные точки). Линии – аппроксимация по формулам (2) и (3).

Представленные результаты свидетельствуют о том, что угловую и амплитудную дисперсии одноосной магнитной анизотропии, обусловленные несовершенством технологий получения т.м.п., из-за их небольших величин практически нельзя обнаружить, измеряя магнитные параметры локальных участков образцов методом ф.м.р. на частотах сантиметрового диапазона длин волн, как это предлагалось в работах [1, 11, 12]. В указанном диапазоне не только резонансные поля слишком велики, достигая значений порядка 10^3 Э, но и ширина линии ф.м.р. также возрастает до 10^2 Э, что не позволяет измерять характеристики т.м.п. с требуемой точностью.

Значительное повышение точности измерения резонансных полей локальных участков т.м.п. сканирующим спектрометром ф.м.р. с использованием разработанных головок [23] по сравнению с головками-аналогами [13, 14] демонстрирует рис. 8. Здесь представлены зависимости полей ф.м.р. от угла направления постоянного магнитного поля развертки, измеренные на пленке кобальта толщиной 16 нм, полученной химическим осаждением [24]. Круглыми точками показаны результаты измерений на головке-аналоге с частотой 2.274 ГГц и диаметром измерительного отверстия 1 мм [24], а треугольными – на исследованной головке с близкой к аналогу частотой 2.295 ГГц (для объективности сравнения результатов) и диаметром измерительного отверстия 0.8 мм. По экспериментальным точкам сделаны теоретические аппроксимации этих зависимостей по формулам (2) и (3) и получены значения H_a и угла направления θ_a одноосной магнитной анизотропии (см. рис. 8), которые заметно отличаются. Несмотря на то что головка-аналог снимает сигнал с площади, в 1.6 раза большей по сравнению с разработанной головкой, ее шумы на порядок выше и достигают ±2 Э.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанные конструкции измерительных головок для сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса обладают чувствительностью примерно на порядок выше, чем у прототипа [13]. Это позволило повысить качество визуализации распределений неоднородностей магнитных характеристик по площади образцов за счет существенного повышения точности их измерения на локальных участках. Степень локальности измерений определяется диаметром отверстия в экране миниатюрного резонатора в пределах 0.1–1.0 мм, которое одновременно служит источником высокочастотного магнитного поля и каналом связи измеряемого участка пленки с резонатором. Отношение сигнал/шум для головки с диаметром отверстия 0.8 мм, измеренное на пермаллоевой пленке толщиной 5 нм, не менее 10 дБ.

Существующая возможность набором сменных головок перекрыть широкий диапазон частот в интервале 0.1–6.0 ГГц особенно важна при исследовании металлических магнитных пленок. Известно, что при исследовании таких пленок на серийно выпускаемых спектрометрах, работающих в сантиметровом диапазоне длин волн на частотах порядка 10^{10} Гц, возникают трудности, связанные с малой толщиной скин-слоя, который к тому же дополнительно уменьшается вблизи ф.м.р. из-за роста магнитной проницаемости образца. В результате форма резонансной кривой бывает сильно искажена. Однако использование разработанных головок позволяет значительно понизить частоту накачки без снижения чувствительности спектрометра, при этом соответственно увеличивается толщина скин-слоя, и указанная проблема исчезает.

Эффективность использования разработанных головок для исследования природы и особенностей распределения магнитных неоднородностей по площади образцов продемонстрирована измерениями параметров одноосной магнитной анизотропии на пермаллоевой пленке толщиной 50 нм и размером 10 × 10 мм. Пленка сканировалась по всей площади с шагом 0.5 мм двумя головками с различными частотами, но с одинаковыми измерительными отверстиями диаметром 0.8 мм. Продемонстрирована высокая точность измерения величины и направления одноосной магнитной анизотропии. Представленные в работе результаты, несомненно, будут полезны при решении ряда технологических, технических и многих научных задач, связанных с созданием новых

магнитных материалов с заданными свойствами и разработкой устройств на их основе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках реализации комплексного проекта по созданию высокотехнологичного производства (соглашение № 075-11-2019-054 от 22.11.2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Суху Р.* Магнитные тонкие пленки. М.: Мир. 1967. С. 255.
2. *Карпенков С.Х.* Тонкопленочные магнитные преобразователи. М.: Радио и связь, 1985.
3. *Бабицкий А.Н., Блинников Е.П., Владимиров А.Г., Гитарц Я.И., Поляков В.В., Фролов Г.И.* // Геофизическая аппаратура. 1991. Вып. 94. С. 21.
4. *Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Боев Н.М., Скоморохов Г.В., Изотов А.В., Галеев Р.Г.* // ПТЭ. 2016. № 3. С. 96. https://doi.org/10.7868/S0032816216030174
5. *Зубков В.И., Щеглов В.И.* // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56. № 7. С. 839.
6. *Устинов А.Б., Никитин А.А., Калиникос Б.А.* // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 9. С. 136.
7. *Фетисов Ю.К., Сигов А.С.* // РЭНСИТ. 2018. Т. 10. № 3. С. 343. https://doi.org/10.17725/rensit.2018.10.343
8. *Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков Ан.А., Соловьев П.Н., Тюрнев В.В.* // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 9. С. 3.
9. *Hamida A.B., Sievers S., Pierz K., Schumacher H.W.* // J. App. Phys. 2013. V. 114. P. 123704-1. https://doi.org/10.1063/1.4823740
10. *Tamaru S., Tsunegi S., Kubota H., Yuasa S.* // Rev. of Scie. Instrum. 2018. V. 89. P. 053901-1. https://doi.org/10.1063/1.5022762
11. *Frait Z.* // Czech. J. Phys. 1959. V. 9. P. 403.
12. *Soohoo R.F.* // J. Appl. Phys. 1962. V. Suppl. 33. P. 1276.
13. *Беляев Б.А., Лексиков А.А., Макиевский И.Я., Тюрнев В.В.* // ПТЭ. 1997. № 3. С. 106.
14. *Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A.* // IEEE Sensors Journal. 2005. V. 5. Issue 2. P. 260. https://doi.org/10.1109/JSEN.2004.842293
15. *Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. Вып. 4. С. 248.
16. *Беляев Б.А., Изотов А.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. Вып. 3. С. 209.
17. *Belyaev B.A., Izotov A.V., Skomorokhov G.V., Solovev P.N.* // Materials Research Express. 2019. V. 6. P. 116105-1. https://doi.org/10.1088/2053-1591/ab4456
18. *Беляев Б.А., Боев Н.М., Изотов А.В., Скоморохов Г.В., Соловьев П.Н.* // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 1. С. 17. https://doi.org/10.17223/00213411/63/1/17
19. *Беляев Б.А., Тюрнев В.В., Изотов А.В., Лексиков Ан.А.,* // ФТТ. 2016. Т. 58. Вып. 1. С. 56.
20. *Беляев Б.А., Изотов А.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. Вып. 1. С. 44. https://doi.org/10.7868/S0370274X16010082
21. *Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N., Boev N.M.* // Phys. Status Solidi Rapid Research Letter. 2020. V. 14. P. 1900467-1. https://doi.org/10.1002/pssr.201900467
22. *Абрагам А., Блини Б.* Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Т. I. М.: Мир, 1972. С. 143.
23. *Беляев Б.А., Боев Н.М., Изотов А.В.* Патент № 2691996 РФ // Бюл. № 17. Опубл. 19.06.2019.
24. *Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я., Скоморохов Г.В.* // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 4. С. 650.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 115–120

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.083.7

ГАММА-СКАНЕР С АНТИКОЛЛИМАТОРОМ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКОВ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2021 г. О. П. Иванов[a], С. М. Игнатов[a], В. Н. Потапов[a,*], М. А. Самойлова[a,**], И. А. Семин[a]

[a] Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
*e-mail: Potapov_V@mail.ru
**e-mail: Mariya_Baranova@list.ru

Поступила в редакцию 24.09.2020 г.
После доработки 05.10.2020 г.
Принята к публикации 07.10.2020 г.

Описан способ визуализации источников γ-излучения, основанный на сканировании объекта исследования (аварийные радиоактивно загрязненные помещения или объекты использования атомной энергии) с применением гамма-сканера с антиколлиматором. Гамма-сканер с антиколлиматором предназначен для поиска источников γ-излучения в обследуемом объекте в автоматическом режиме. В отличие от традиционной схемы сканера с защитой и коллиматором детектора, использование антиколлиматора позволяет создать устройство с массой менее 5 кг. При использовании процедуры восстановления изображения источников излучения методом максимального правдоподобия обеспечивается высокое угловое разрешение порядка 5°. Описаны устройство прототипа такой системы и принцип ее работы, а также приведены примеры упомянутого способа обработки результатов измерений.

DOI: 10.31857/S0032816221020051

Важную роль в обеспечении радиационной безопасности играют контроль за нераспространением источников ионизирующих излучений, обследование радиоактивных загрязнений на всех этапах жизненного цикла объектов использования ядерной энергии и реабилитация объектов ядерного наследия. Для решения задач обнаружения и локализации источников γ-излучения на сегодняшний день существует ряд приборов, позволяющих решать эти задачи как в режиме сканирования, так и в режиме реального времени (гамма-камеры). Каждый из таких приборов имеет свои преимущества и недостатки, обусловленные спецификой решаемой задачи.

Широкое применение нашли сканирующие системы, в которых детектор помещается в массивную свинцовую или вольфрамовую защиту с небольшим апертурным отверстием для модуляции потока излучения (коллиматором) [1, 2]. Процесс измерения такой системой может занимать длительное время в силу большого количества последовательных измерений области интереса и небольшого шага сканирования, обусловленного малыми размерами апертуры коллиматора. Кроме того, значительное время занимает дополнительное сканирование, т.е. измерения с заглушкой коллиматора для последующего учета влияния излучения, прошедшего через боковую защиту от источников, расположенных вне поля зрения детектора.

Опыт разработки и эксплуатации таких систем показывает, что повышение мобильности сканирующих устройств связано со снижением их массы. Такое уменьшение времени измерения и массы сканера может быть получено при использовании сканера с антиколлиматором.

СПОСОБ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ СКАНЕРОМ С АНТИКОЛЛИМАТОРОМ

Впервые техника применения антиколлиматора описана в [3] как метод обнаружения γ-излучения, испускаемого остатками сверхновых и активных галактик. В качестве детектора использовался размещенный на высоте полета воздушного шара сцинтилляционный счетчик, нечувствительный к направлению зарегистрированного γ-кванта. Ось оптического прицела была направлена в сторону исследуемой галактики, а источник периодически перекрывался массивным поглощающим диском. Большое количество измерений позволило определить значение активности источни-

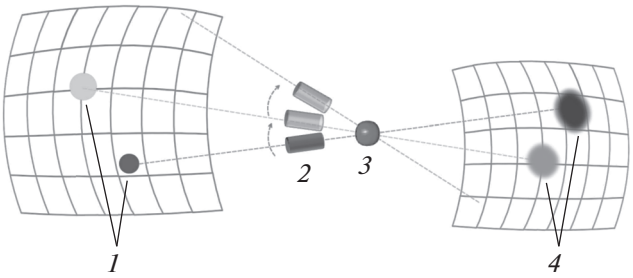

Рис. 1. Схема формирования теневого изображения сканером с антиколлиматором. *1* – источники γ-излучения, расположенные в области интереса; *2* – положения антиколлиматора в процессе сканирования; *3* – детектор; *4* – области теневого изображения.

ка, несмотря на то, что она была значительно ниже фоновой.

Способ практического применения системы с антиколлиматором для визуализации источников излучения был описан в [4]. В патенте представлено решение задачи визуализации источников γ-излучения для случая, когда излучение имеет преимущественно одно направление. В нем предложено решение с помощью стационарного позиционно-чувствительного детектора типа камеры Ангера, а для получения изображения объекта необходимо сформировать разностную картину изображений с антиколлиматором и без с последующей обработкой.

В настоящей работе предложен метод обнаружения источников ионизирующих излучений методом антиколлимационной визуализации сканированием, где перед открытым детектором размещается антиколлиматор – объект из материала высокой плотности, например из свинца, для модуляции потока излучения. Перемещая ось антиколлиматора относительно детектора в границах области интереса (рис. 1), можно получить приблизительное инвертированное изображение источников γ-излучения. В точках, когда антиколлиматор будет находиться на оси между источником ионизирующего излучения и детектором, интенсивность регистрируемого сигнала будет значительно ниже, т.е. будут формироваться теневые области. Дополнительная математическая обработка методом максимального правдоподобия позволяет получать изображения с более высоким разрешением, а наложение восстановленного изображения на фотографию области интереса дает возможность привязать их к элементам исследуемого объекта и использовать для дальнейшего анализа и оптимизации реабилитационных работ.

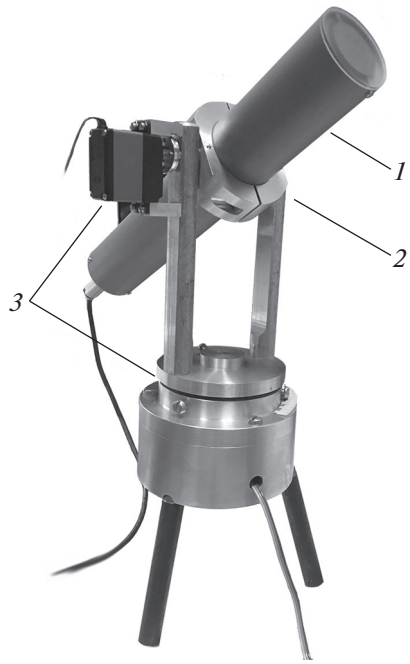

Рис. 2. Гамма-сканер с антиколлиматором. *1* – детектирующая головка; *2* – фиксатор детектирующей головки; *3* – поворотные механизмы.

КОНСТРУКЦИЯ ГАММА-СКАНЕРА С АНТИКОЛЛИМАТОРОМ

Гамма-сканер с антиколлиматором разрабатывался в качестве легкой и компактной альтернативы традиционному. Такой вариант сканера предназначался для обследования подреакторных помещений при выводе из эксплуатации исследовательского реактора [5]. В таких помещениях основными долгоживущими радионуклидами являются ^{60}Co и ^{137}Cs, и при этом предполагалось, что ожидаемая максимальная мощность дозы в точке размещения сканирующего устройства не превышает 0.1 мЗв/ч.

Гамма-сканер с антиколлиматором состоит из детектирующего блока, размещенного с помощью фиксатора на поворотно-наклонном механизме (рис. 2). Управление устройством осуществляется дистанционно персональным компьютером.

Детектирующий блок (головка) (рис. 3) состоит из антиколлиматора *2* и спектрометрического детектора *4*, размещенных в едином корпусе *3* на одной оси с видеокамерой *1*. Спектрометрический детектор на основе сцинтиллятора йодида цезия CsI(Tl) *5* с кремниевыми фотоумножителями и предусилительной электроникой *6* расположен в металлическом корпусе и имеет разъем *7* для подачи электропитания и вывода измерительной информации.

Чувствительный объем детектора выполнен в форме шара для сохранения анизотропии чув-

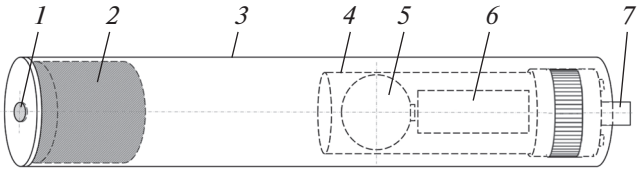

Рис. 3. Детектирующий блок. *1* – TV-камера; *2* – антиколлиматор; *3* – корпус; *4* – спектрометрический детектор в корпусе; *5* – сцинтиллятор детектора; *6* – предусилительная электроника; *7* – соединительный разъем.

ствительности при повороте детектирующего блока. В качестве сцинтиллятора детектора применяется монокристаллический йодид цезия, активированный таллием CsI(Tl), обладающий достаточными для решения поставленной задачи эффективностью регистрации и энергетическим разрешением, а также достаточно низкой гигроскопичностью и пластичностью, благодаря чему кристаллы CsI(Tl) хорошо подвергаются механической обработке. Для ожидаемой максимальной мощности дозы в обследуемом помещении порядка 0.1 мЗв/ч из расчета предельной загрузки детектора был подобран оптимальный объем кристалла сцинтиллятора – 6 см^3. Применение твердотельных кремниевых фотоумножителей [6], изготовленных в АО “Центр перспективных технологий и аппаратуры” в качестве фотоприемников, позволило изготовить компактный и легкий детектор, в котором использовались кремниевые твердотельные фотоэлектронные умножители СРТА-149-35 с размером чувствительной области 3 × 3 мм. Результаты лабораторных испытаний показали, что при применении одного фотоприемника энергетическое разрешение по линии 662 кэВ (^{137}Cs) составляет 18% (рис. 4а). Для повышения эффективности светосбора было использовано четыре фотоприемника, что позволило добиться энергетического разрешения по линии ^{137}Cs в 12.1% (рис. 4б). Испытания спектрометрического детектора показали возможность регистрации γ-излучения в диапазоне энергий от 50 кэВ до 1.5 МэВ. Общие размеры детекторного блока составили ∅40 × 135 мм, а масса – менее 200 г.

Для регистрации аппаратурных спектров использовался спектроанализатор “Колибри” [7], предназначенный для преобразования импульсных сигналов с детектора ионизирующего излучения с последующим накоплением, преобразованием и выводом информации в виде получаемых амплитудных спектров.

Предварительное моделирование такой системы методом Монте-Карло позволило оптимизировать ее геометрические параметры. Для этого было выполнено моделирование изображений источников сканирующими системами с различными размерами и формой антиколлиматора (шар, цилиндр) и расстояниями между детектором и антиколлиматором. Моделирование выполнялось для сцинтиллятора CsI(Tl) в форме шара объемом 6 см^3 и антиколлиматора из свинца. Анализ результатов моделирования показал, что оптимальным является антиколлиматор в форме цилиндра высотой 4 и радиусом 1 см, размещенный на расстоянии 10 см от центра детектора.

Поворотно-наклонный механизм состоит из двух сервоприводов, один из которых осуществляет перемещение сканирующей головки по азимутальному направлению, второй – по полярному. При выборе привода для поворотно-наклонного механизма рассматривалось несколько основных вариантов: асинхронный двигатель с редуктором,

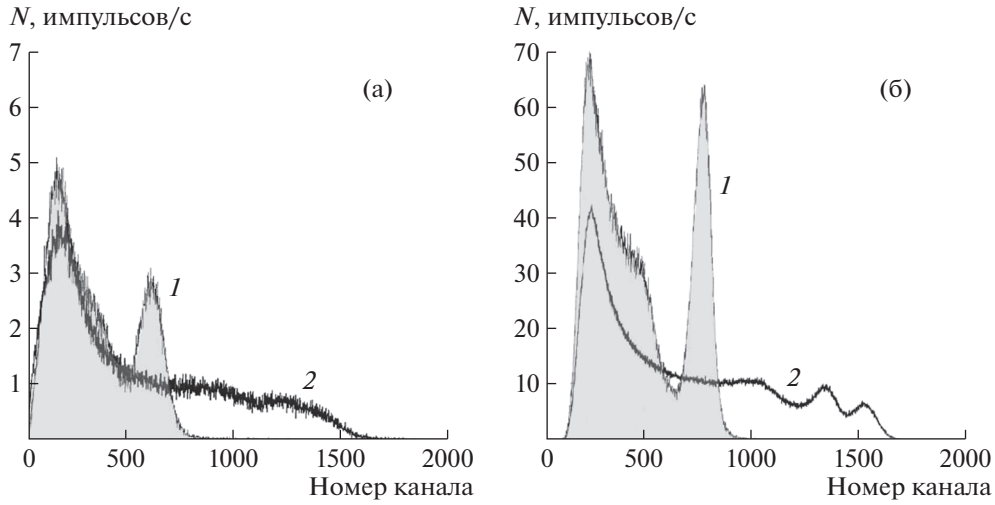

Рис. 4. Аппаратурные спектры радионуклидов ^{137}Cs (*1*) и ^{60}Co (*2*), полученные на одном кристалле CsI(Tl) с различным количеством фотоприемников: с одним (**а**), с четырьмя **(б).**

коллекторный двигатель, шаговый двигатель, бесколлекторный двигатель и сервоприводы. Однако поскольку для решения поставленной задачи требуется точное позиционирование детекторной головки, то в качестве вращающего элемента поворотно-наклонного механизма были выбраны сервоприводы. В качестве механического привода сканирующей системы применялся сервопривод с крутящим моментом до 18.5 кг·см, позволяющий устанавливать и удерживать угол направляющего вала в диапазоне от 0 до 180° с высокой точностью. Питание обеспечивалось от стабилизированного источника постоянного тока, управление осуществлялось контроллером поворотного механизма.

Для получения оптического изображения при создании сканирующей системы с антиколлиматором был применен ультралегкий (3 г) бескорпусной модуль видеокамеры с разрешением 8 Мпикселей. Высокая скорость работы обеспечивается передачей данных по специальному видеовходу CSI (Camera Serial Interface).

Управление системой осуществляется с помощью одноплатного компьютера со специально разработанным приложением, пользовательский интерфейс которого позволяет с помощью видеокамеры определить область интереса, установить координатные параметры и осуществить сканирование в этой области, а также запустить фоновое измерение сканера.

Для установки необходимого положения детектирующей головки управляющий компьютер направляет команду контроллеру поворотного механизма. Контроллер посылает команды с соответствующими значениями координат на каждый сервопривод. После установления нового положения управляющий компьютер подает сигнал о получении фотоснимка с видеокамеры, данное изображение отображается в окне пользовательского интерфейса программы и сохраняется в заданной директории. Затем управляющий компьютер направляет команду к старту измерения с указанием текущей позиции и заданного времени измерения. Сигнал с детектора обрабатывается спектроанализатором и поступает на персональный компьютер в формате спектра из 1024 каналов по стандартному последовательному интерфейсу RS-232.

СЦЕНАРИЙ РАБОТЫ СИСТЕМЫ

Окончательным результатом работы гамма-сканера является получение информации в виде наложения картин оптического и γ-изображений обследуемой области.

Для получения указанного результата дальнейшие действия реализуются тремя этапами. Поскольку первичная информация γ-изображения является теневой, то для преобразования ее путем инвертирования необходимо получить дополнительный фоновый спектр. Эта процедура является первым этапом. Фоновый спектр – это спектр от всех источников в помещении, получаемый в таком положении детектирующей головки, когда антиколлиматор находится вне области сканирования, например ось детектор–антиколлиматор расположена вертикально. В дальнейшем этот спектр используется для получения разностных спектров, которые являются основой для инвертирования теневых изображений.

На втором этапе требуется формирование массива спектров в каждой точке сканирования области интереса, которое выполняется в автоматическом режиме. Для старта измерений оператор задает начальную и конечную точки сканирования, шаг перемещения и время измерения в каждой точке сканирования. После этого управляющая программа компьютера приступает к исполнению алгоритма измерений: в каждой точке сканирования детектирующая головка фиксирует свое положение на время измерения, формируется спектр, соответствующий данному положению, и осуществляется фотоснимок, затем детектирующая головка перемещается в новое положение.

На третьем этапе полученные данные объединяются в массив, а разностные спектры обрабатываются для восстановления картины распределения активности итерационным методом с помощью программы, использующей метод максимального правдоподобия. Затем с использованием специальных программно-технических средств выполняется сшивка оптических снимков в панорамное изображение и наложение на него γ-изображения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Возможность применения антиколлимационного метода сканирования для визуализации распределения гамма-загрязнений определялась модельным экспериментом. Для этого на координатной сетке (рис. 5а) располагались два источника с радионуклидом ^{137}Cs. На рис. 5б приведены результаты сканирования, на рис. 5в – результаты восстановления. Целью данного модельного эксперимента была оценка качества восстановления изображения источников излучения. Чтобы исключить неточность позиционирования детекторной головки при работе в автоматическом режиме, сканирование выполнялось по узлам координатной сетки, соответствующим угловому шагу 5° в ручном режиме с использованием лазерной указки. Угловое расстояние между источниками составляло 5°. Измерения проводились с использованием двух источников γ-излучения разной активности при соотношении 2 : 1.

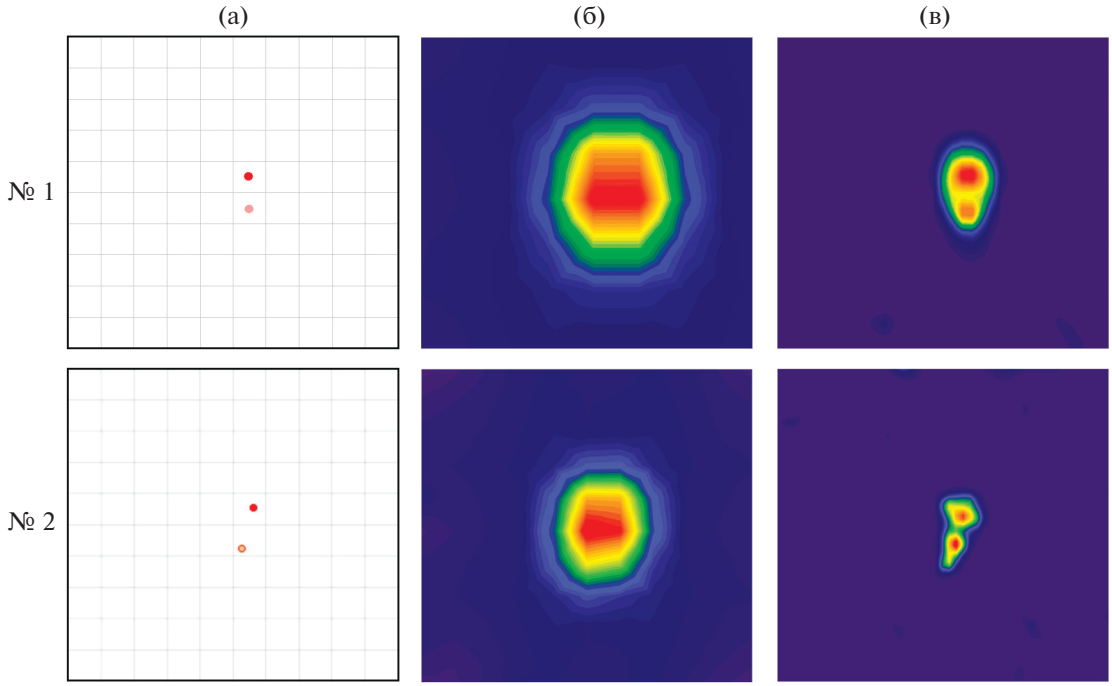

Рис. 5. Схемы расположения двух точечных источников на сетке сканирования (**а**), результаты измерений (**б**) и восстановления (**в**) распределений источников с помощью гамма-сканера с антиколлиматором.

Как видно из рис. 5, восстановленные изображения имеют очень хорошее пространственное разрешение. При измерении № 1 источники размещались равноудаленно от узлов сетки сканирования, поэтому восстановленное изображение максимально точно демонстрирует расположение и соотношение активностей источников. При измерении № 2 положения источников были смещены случайным образом, и при восстановлении наблюдаются незначительные артефакты при достаточно точной локализации.

Для восстановления распределения источников γ-излучения была определена аппаратная функция гамма-сканера с антиколлиматором, которая представляет собой зависимость скорости счета в пике полного поглощения от углового положения точечного источника относительно оси детектор–антиколлиматор. Ширина полученной функции на половине высоты составила 10°.

Возможность применения гамма-сканера с антиколлиматором для идентификации радионуклидного состава загрязнения демонстрирует эксперимент по визуализации источников ^{137}Cs и ^{60}Co. В области интереса размещались точечный источник с радионуклидом ^{60}Co и протяженный источник с радионуклидом ^{137}Cs сложной Г-образной формы. Сканирование выполнялось в автоматическом режиме с шагом 4° по каждому направлению. Процедура восстановления изображений источников по результатам сканирования осуществлялась методом максимального правдоподобия. На рис. 6 показаны результаты наложения γ-изображений, полученных по результатам измерения, на панорамное фото обследуемого объекта. На рис. 6а приведены результаты измерений, а на рис. 6 показаны восстановленные изображения источников γ-излучения с радионуклидами ^{137}Cs и ^{60}Co в области интереса. По результатам обработки экспериментальных данных для каждого радионуклида получены восстановленные изображения источников, которые не только определяют их более точное расположение, но также различают сложную структуру источника ^{137}Cs.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан легкий, малогабаритный гамма-сканер с антиколлиматором, что позволило почти на порядок сократить его массу по сравнению с системами, основанными на сканировании с коллиматором. Использование таких систем также сокращает время сканирования за счет однократного “фонового” измерения, позволяет идентифицировать источники γ-излучения с угловым разрешением до 5°. Результаты лабораторных испытаний показали, что данная реализация системы сканирования обеспечивает стабильную работу в условиях мощности дозы в точке размещения до 0.1 мЗв/ч. Предложенный способ получения γ-изображения позволяет не только визуализировать расположение радиоактивных источников на загрязненных

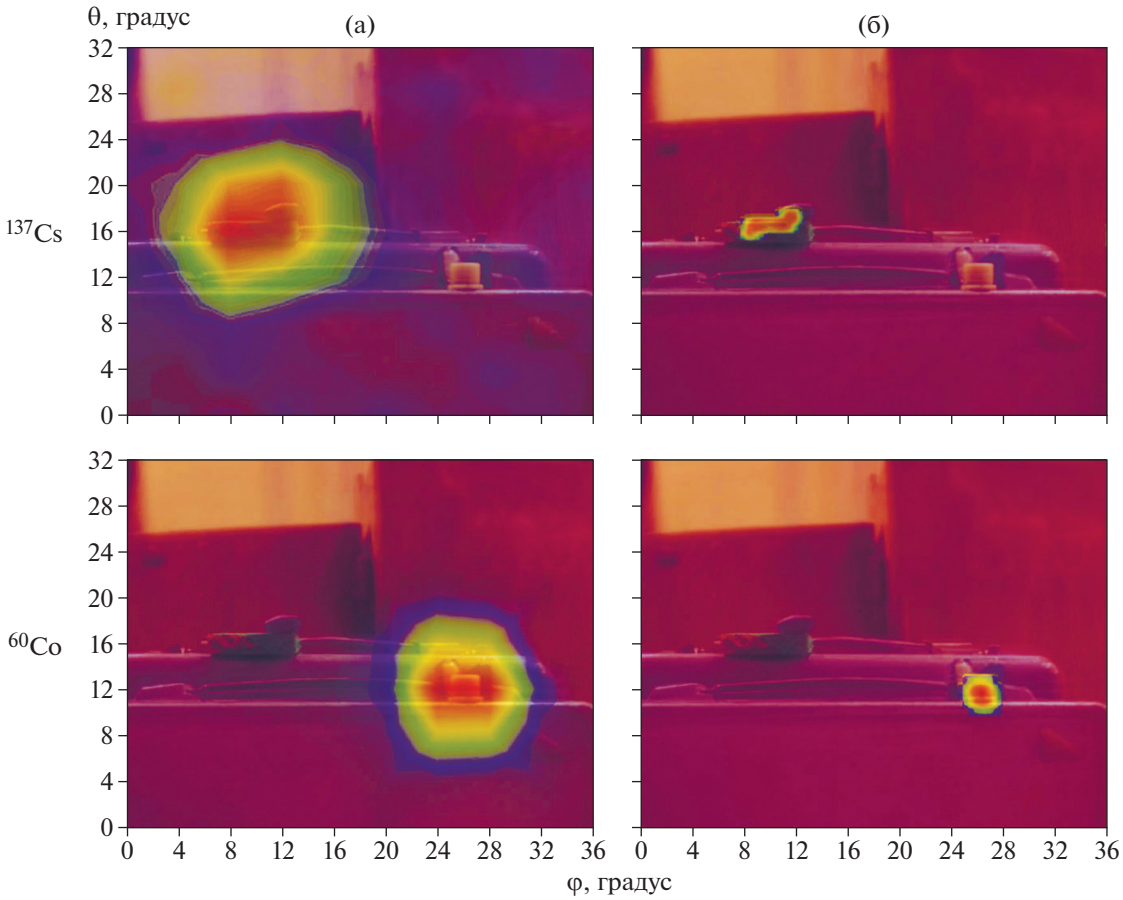

Рис. 6. Результаты измерений (**а**) и восстановления (**б**) распределений источников ^{137}Cs и ^{60}Co с помощью гамма-сканера с антиколлиматором.

объектах, но и идентифицировать их радионуклидный состав.

Следует отметить, что стоимость изготовления такой системы значительно ниже, чем изготовление устройства на основе любого другого метода визуализации γ-изображения, поскольку в данном случае не требуется применение сложных элементов, таких как позиционно-чувствительные детекторы, массивная защита с соответствующим поворотным механизмом и т.д.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы весьма признательны А.М. Сафронову за помощь при проведении модельного эксперимента.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” (приказ от 14.08.2019 № 1808).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Степанов В.Е., Смирнов С.В., Иванов О.П., Данилович А.С.* // Атомная энергия. 2010. Т. 109. № 2. С. 82.
2. *Hughes K.A., Mottershead G., Thornley D.J.* // WM’04 Conference. Tucson, USA. 2004.
3. *Baker R.E., Lovett R.R., Orford K.J., Ramsden D.* // Nature Physical Science. 1973. V. 245. P. 18. https://doi.org/10.1038/physci245018a0
4. Patent. European Patent Application. Application number 94300288.1/ Date of filling: 17.01.94, Priority: 22.01.93 GB 9301206. Applicant: British Nuclear Fuels PLC Risley Warrington Cheshire, WA3 6 AS (GB).
5. *Danilovich A., Ivanov O., Potapov V., Semenov S., Semin I., Smirnov S., Stepanov V., Volkovich A.* // WM’2013 Conference. Phoenix, USA. 2013.
6. *Golovin V., Saveliev V.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2004. V. 518. P 560. https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.085
7. http://www.greenstar.ru

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 121–127

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 551.593

ДЕТЕКТОР ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ АУРА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ ДЛЯ МАЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ТИПА КУБСАТ

© 2021 г. Е. В. Глинкин[a], П. А. Климов[a,*], А. С. Мурашов[a], Д. В. Чернов[a]

[a] *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова Россия, 119234, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2*

**e-mail: pavel.klimov@gmail.com*

Поступила в редакцию 15.09.2020 г.
После доработки 07.10.2020 г.
Принята к публикации 09.10.2020 г.

В НИИЯФ МГУ выполняется программа по созданию компактных детекторов для исследования атмосферы и околоземного космического пространства с борта малых космических аппаратов типа кубсат. В рамках этой программы разработан и испытан описываемый в данной статье детектор ультрафиолетового излучения атмосферы Земли АУРА. Прибор является четырехканальным фотометром на основе кремниевых фотоэлектронных умножителей (к.ф.э.у.) фирмы SensL. Компактность, низкое напряжение питания и прочность – факторы, определяющие преимущества к.ф.э.у. для использования в составе наноспутников.

DOI: 10.31857/S0032816221020038

ВВЕДЕНИЕ

В связи с бурным развитием технологии создания унифицированных платформ малых космических аппаратов (наноспутников или кубсатов) стало возможным существенно сократить время разработки и запуска научной аппаратуры при условии, что она удовлетворяет требованиям по компактности, энергопотреблению и массе. В МГУ развивается программа запуска малых космических аппаратов с целью продолжения исследований околоземного космического пространства и верхней атмосферы, начатых на спутниках “Университетский-Татьяна” [1], “Университетский-Татьяна-2” [2], “Вернов” [3] и “Ломоносов” [4], но на новом технологическом уровне.

На всех перечисленных аппаратах были установлены детекторы ультрафиолетового (у.ф.) свечения атмосферы. Во всех случаях в качестве фотосенсора использовался вакуумный фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.), который при всех достоинствах (высокая чувствительность, надежность, летная квалификация) имеет достаточно большие габариты и требует источников высокого напряжения. Эффективная площадь катода ф.э.у. в этих детекторах (апертура приема фотонов) составляла 0.4 см^2, а поле зрения в атмосфере равнялось 16°.

Информация о вспышках записывалась в виде временных осциллограмм. Разрешение по времени для разных миссий было различным, что позволило изучать разные типы событий (“Университетский-Татьяна” – 16 мкс и 64 мкс, “Университетский-Татьяна-2” – 1 мс, “Вернов” – 0.5 мс). Были получены географическое распределение у.ф.-вспышек, которое явным образом коррелирует с грозовыми областями, и энергетическое распределение в широком диапазоне энергий 10–10^6 Дж. Вместе с тем, были зарегистрированы транзиентные атмосферные явления с координатами в сотни и даже тысячи км от местоположения молний – так называемые внегрозовые транзиентные оптические явления [5].

Особенный интерес вызвала регистрация на одном витке орбиты серий вспышек [6]. В таких сериях события следуют одно за другим с интервалом от 5 с до 1 мин. В некоторых из этих серий наблюдались события далеко от гроз, местоположение которых известно по данным наземных сетей локации молний. На спутнике “Ломоносов” детектор представлял собой большой телескоп с площадью зеркала 2 м^2. Этот прибор предназначен для регистрации гораздо более слабых у.ф.-вспышек от широких атмосферных ливней космических лучей предельно высоких энергий.

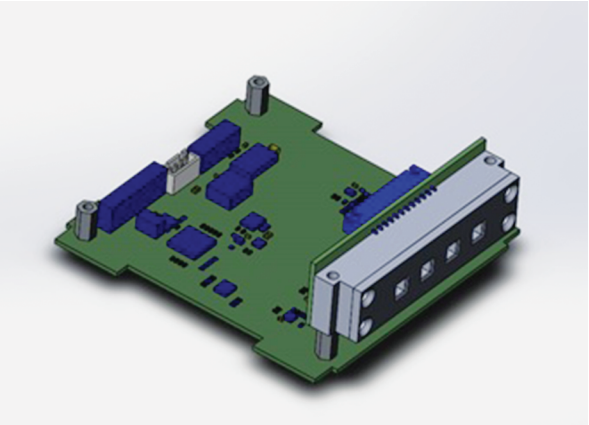

Рис. 1. 3D-модель детектора АУРА.

Дальнейшее исследование и мониторинг у.ф.-свечения атмосферы требует создания новой аппаратуры, а для ускорения разработки и запуска – выполнение ее в формате, совместимом с механическими и электрическими интерфейсами платформ типа кубсат. В качестве фотосенсоров наиболее подходящими в этом случае являются кремниевые фотоэлектронные умножители (к.ф.э.у.).

К.ф.э.у., в отличие от вакуумных ф.э.у., используемых для быстрой фотометрии, обладают рядом преимуществ, существенных для экспериментов на малых космических аппаратах. Это компактность (толщина порядка 1 мм), низкое напряжение питания (25–70 В), малый вес.

Для измерений свечения ночной атмосферы Земли и отработки технологии использования к.ф.э.у. в открытом космическом пространстве был разработан компактный прибор АУРА (англ. AURA – Atmospheric Ultraviolet RAdiation). На первом этапе отработки было решено использовать прибор с широким полем зрения и без пространственного разрешения. Основные задачи, решаемые на этом этапе: 1) проверка работоспособности методики измерения, аппаратуры и получения летной истории; 2) измерение диапазона интенсивностей в условиях работы на ночной и дневной стороне орбиты спутника в условиях отсутствия ориентации аппарата (устойчивая ориентация малых космических аппаратов задача сложная, и необходимо обеспечить работоспособность прибора в случае отсутствия точной ориентации аппарата, когда фотосенсоры могут быть направлены как на области минимальной освещенности ночного неба, так и на солнце). Первый образец научной аппаратуры АУРА был запущен на борту космического аппарата “ВДНХ-80” в июле 2019 года. В ходе летных испытаний впервые проведены измерения у.ф.-излучения атмосферы при помощи к.ф.э.у. в открытом космическом пространстве, показана надежность работы детектора, функционирование в широком диапазоне интенсивностей свечения (от темных участков ночной части орбиты до прямого солнечного света).

СОСТАВ ДЕТЕКТОРА АУРА

Детектор представляет собой компактный прибор (см. рис. 1) с четырьмя фотосенсорами. Из-за малых габаритов и массы детектора АУРА применение обычных ф.э.у. для регистрации светового потока крайне затруднительно. Даже самые компактные ф.э.у. требуют подключения высоковольтных источников питания с хорошей изоляцией для защиты от возникновения паразитных разрядов в открытом космосе. Кроме того, при высоком уровне засветки и случайном включении высоковольтного питания из-за какого-либо сбоя в работе электроники ф.э.у. могут выйти из строя безвозвратно.

Для устранения указанных выше проблем было решено использовать к.ф.э.у. Эти датчики являются современной альтернативой вакуумным ф.э.у. и имеют ряд преимуществ:

– широкий диапазон чувствительности от одиночных фотонов до прямого солнечного света;

– низкий уровень питающих напряжений 30–70 В;

– быстрое восстановление номинальной чувствительности при включении питания или после чрезмерной засветки;

– нечувствительность к магнитным полям;

– механическая прочность;

– высокая однородность чувствительности.

Основным недостатком у применяемых в детекторе АУРА к.ф.э.у. является относительно высокий уровень шума при комнатной температуре (и выше) за счет термоэмиссии и зависимость шума и коэффициента усиления ф.э.у. от температуры. Однако зависимость чувствительности от температуры можно учесть при обработке данных, а уровень счета темнового тока порядка 1 МГц, что не превышает ожидаемую скорость счета в областях с минимальным фоном у.ф.-излучения ночной атмосферы[1].

В детекторе АУРА применены к.ф.э.у. MicroFC-60035-SMT с чувствительной областью 6 × 6 мм, спектральной чувствительностью от 300 до 800 нм, максимумом спектральной чувствительности 420 нм и квантовой эффективностью до 41% при

[1] По данным измерений спутника “Татьяна-1” минимальный фон ночной атмосферы составляет $3 \cdot 10^7$ фотонов/(см$^2 \cdot$ ср $\cdot$ с), т.е. при квантовой эффективности к.ф.э.у. 0.4, площади 0.36 см^2 и телесном угле обзора ~1 ср ожидаемая частота счета ~4 МГц.

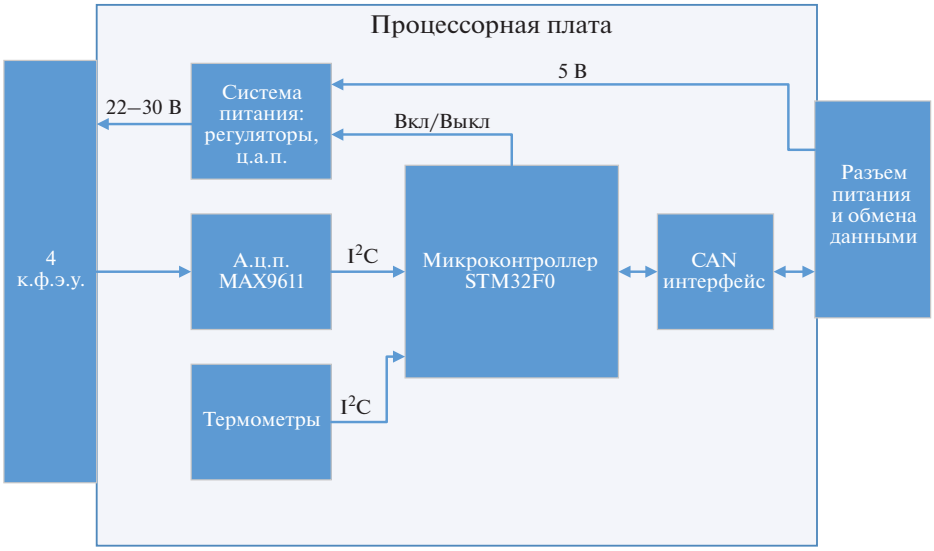

Рис. 2. Блок-схема детектора АУРА.

420 нм. Эта чувствительность достигается при напряжении питания около 29.5 В.

При напряжении питания ниже “пробивного порога” 24.5 В к.ф.э.у. начинает работать как обычный фотодиод, т.е. под действием света в к.ф.э.у. возникает э.д.с., но уже без усиления сигналов. В этом режиме возникающий в к.ф.э.у. ток пропорционален световому потоку на входном окне. Так как направление тока (полярность сигнала) совпадает с лавинным режимом, то для регистрации сигналов в обоих режимах может использоваться одна и та же измерительная электроника. Данное обстоятельство расширяет динамический диапазон измерений световых потоков почти до 10^7.

В детекторе АУРА использованы 4 к.ф.э.у., которые смонтированы на расстоянии 12 мм друг от друга. Каждый элемент находится внутри бленды с зачерненной поверхностью и с входным отверстием 6 × 6 мм. Отверстие находится над к.ф.э.у. на расстоянии 14.5 мм. Таким образом, бленды ограничивают поля зрения до ± 22.5°, а при световом потоке, перпендикулярном поверхности к.ф.э.у., достигается максимальная чувствительность фотоприемника.

Для изучения спектральных особенностей падающего на к.ф.э.у. светового потока на трех к.ф.э.у. установлены ультрафиолетовые светофильтры УФС1, УФС5 и ФС6. Поля зрения всех фотосенсоров совпадают.

Для управления режимом работы фотоэлектронных умножителей в функциональной схеме присутствует автоматический регулятор напряжений. Запуск и остановка измерений происходит подачей команды с Земли. В процессе работы прибора все измеряемые параметры записываются в энергонезависимую память. Содержимое памяти может быть прочитано с помощью команд прикладного протокола.

В аппаратную схему детектора АУРА входят следующие компоненты: 4 к.ф.э.у., 4 аналого-цифровых преобразователя (а.ц.п.), 5 датчиков температуры, инвертирующий регулятор постоянного тока с регулировкой выходного напряжения с помощью цифрового потенциометра, цифроаналоговый преобразователь (ц.а.п.) AD5308 для установки положительного перенапряжения, микроконтроллер.

Блок-схема детектора представлена на рис. 2.

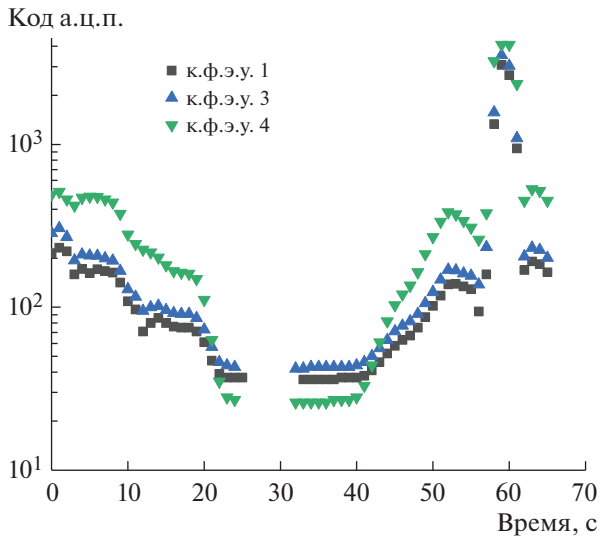

Рис. 3. Осциллограмма измерений детектора АУРА в течение сеанса 14.11.2019.

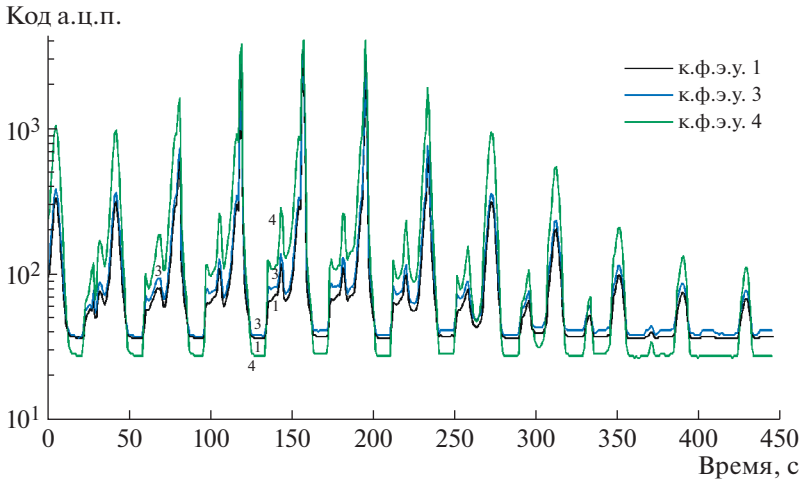

Рис. 4. Данные детектора АУРА от 26.11.2019.

Регистрация световых потоков осуществляется путем измерения тока через к.ф.э.у. Для этого использованы четыре микросхемы MAX9611, в состав которых входит токовый усилитель CSA, операционный усилитель с коэффициентом усиления ×1, ×4 и ×8, 12-битный а.ц.п. с частотой оцифровки 2.5 МГц. Микросхема позволяет устанавливать диапазон измерения тока (напряжения на шунтирующем резисторе 100 Ом-0.1%) и считывать результаты измерений с частотой до 500 Гц через цифровой интерфейс I^2C. Измерения происходят каждую секунду.

В качестве датчика температуры используется цифровой термометр DS1631AU. Точность определения температуры ±0.5°C. Рабочая температура от –55 до +125°C. Выходной интерфейс данных для связи с микроконтроллером – I^2C.

Питается к.ф.э.у. от отрицательного и положительного источников напряжений. Отрицательный источник на основе микросхемы инвертирующего преобразователя напряжений ADP5073 задает напряжение пробоя V_{br} = –24.2...–24.7 В для лавинных диодов в к.ф.э.у. Регулировать это напряжение можно при помощи цифрового потенциометра на микросхеме AD5245. Регулировка значения сопротивления осуществляется с контроллера по интерфейсу I^2C.

Положительное значение перенапряжения V_{ov} = 1–5 В устанавливается на выходах 8-канального, 8-битного ц.а.п. AD5308. Выходное напряжение регулируется микроконтроллером по интерфейсу SPI. Выходной буферный усилитель этого ц.а.п. выдерживает ток до 2.5 мА. Изменение V_{ov} позволяет регулировать усиление к.ф.э.у.

Для подстройки чувствительности к.ф.э.у. к потоку излучения служит система автоматической регулировки усиления, которая имеет 4 режима, отличающихся перенапряжением для к.ф.э.у. Возможные значения перенапряжения: 0 В (режим фотодиодов), 1.22 В и 2.44 В (для измерений интенсивности на терминаторе и при случае высокой ночной атмосферной освещенности – полнолунии) и 5 В (наиболее чувствительный режим для измерения свечения в безлунные ночи).

Обработка и хранение данных производится на микроконтроллере фирмы STmicroelectronics STM32F107R8T. Микроконтроллер, работающий на частоте 72 МГц, построен на базе ядра ARM Cortex M3. Программа, настройки режимов работы прибора АУРА и данные записываются во внутреннюю память микроконтроллера. Для связи с бортовым процессором космического аппарата используется интерфейс передачи данных – CAN.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В апреле 2019 года детектор был установлен на спутник “ВДНХ-80”. Космический аппарат успешно запущен 5 июля 2019 года. Далее представлены некоторые предварительные результаты измерений.

Первые месяцы полета спутника “ВДНХ-80” были посвящены этапу ввода проекта в эксплуатацию и испытаниям служебных систем спутника. Поэтому первые включения детектора состоялись только 14.11.2019, 19.11.2019 и 26.11.2019. Включения научной аппаратуры происходили на дневной стороне орбиты в районе пункта управления в г. Калуга.

Первое, тестовое, включение происходило 14.11.2019 без подачи питания на к.ф.э.у. на дневной стороне орбиты. В этом случае к.ф.э.у. работают как фотодиоды и рассчитаны на измерения больших потоков. Интенсивность излучения (в

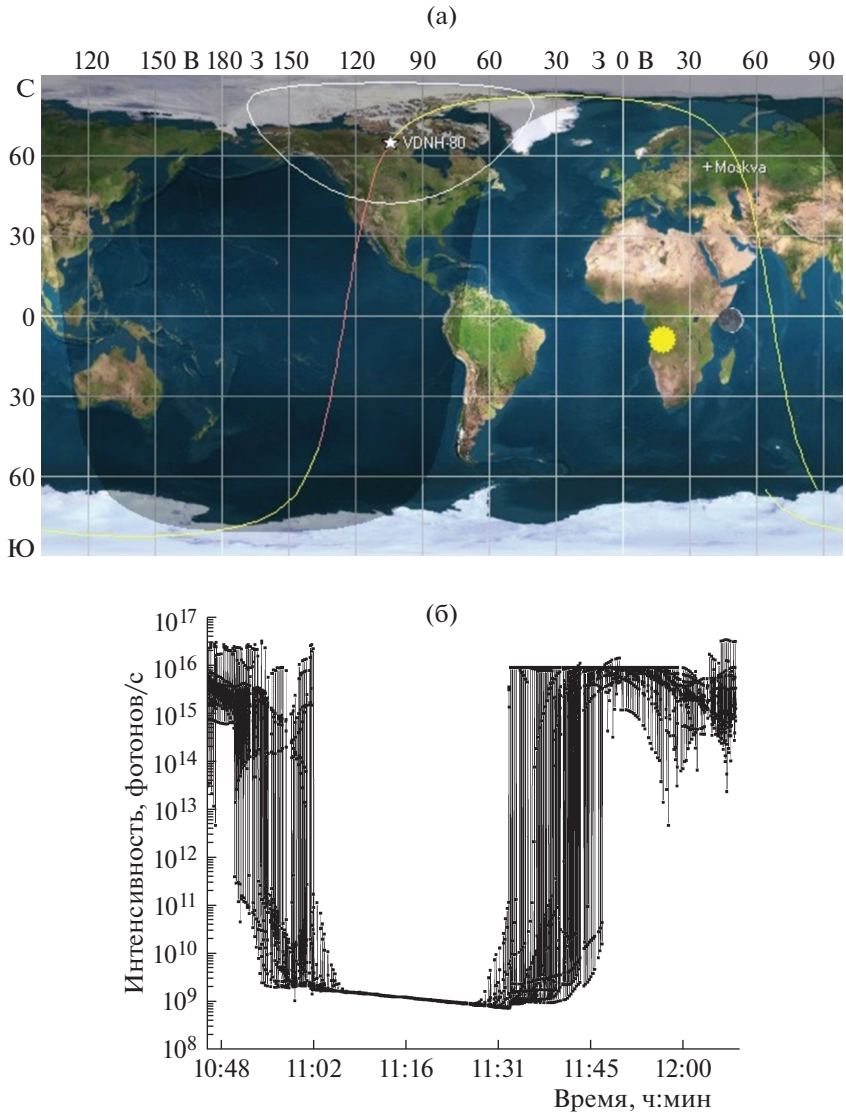

Рис. 5. Результаты измерений к.ф.э.у. 1 детектора АУРА на борту “ВДНХ-80” 26.02.2020: **а** – траектория космического аппарата, **б** – зависимость измеряемой интенсивности от времени.

кодах а.ц.п.), полученная за первый сеанс, приведена на осциллограмме рис. 3. Временное разрешение составляет 1 с.

Вариации интенсивности в основном определяются вращением спутника. Между 25 и 40 с сигнал равен темновому току, измеренному в предполетных испытаниях, следовательно, входные окна детектора направлены в сторону минимальной интенсивности свечения, и чувствительности к.ф.э.у. при отсутствии питания недостаточно. При этом в предполетных измерениях к.ф.э.у. 4 имел самое низкое значение темнового тока, равное 23 отсчетам а.ц.п. (что и наблюдается на осциллограмме).

В районе 60-й секунды измерений наблюдается максимум свечения. При пересчете кодов а.ц.п. в мощность излучения получено значение ~0.14 Вт/см^2, таким образом, в этот момент в поле зрения детектора находилось Солнце. Это показывает, что детектор сохраняет работоспособность и возможность проводить измерения во время и после попадания прямого солнечного излучения на фотосенсор.

26.11.2019 детектор работал в течение 7 мин (11:42:25–11:49:49 UTC). Осциллограмма измерений показана на рис. 4. Данные относятся также к дневной стороне, но детектор был включен в полноценном измерительном режиме, т.е. с подачей питания на к.ф.э.у. Однако система автоматической регулировки напряжений для защиты аппара-

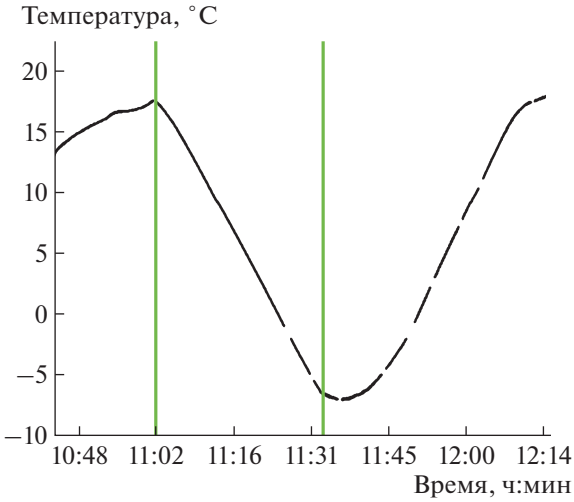

Рис. 6. Вариации температуры на плате фотосенсоров детектора АУРА в ходе измерений 26.02.2020. Вертикальными линиями показаны терминаторы (11:02–11:31 – ночная сторона орбиты).

туры при большой засветке регулирует напряжение на к.ф.э.у. таким образом, чтобы ограничивать ток на выходе фотосенсора. Видны характерные колебания интенсивности, которые, очевидно, связаны с вращением аппарата.

Следует отметить, что постоянное вращение спутника, отсутствие возможности стабилизировать аппарат и получать информацию о его ориентации составляют основную проблему при проведении измерений и интерпретации результатов. Однако эксперимент носит в основном технологический характер, связанный с проверкой работоспособности всех систем прибора в разных условиях. С этой точки зрения вращение аппарата позволило подтвердить надежность и работоспособность прибора в условиях любой освещенности фотосенсоров.

Длительные ночные измерения были проведены 26.02.2020, когда прибор был включен в течение 1.5 ч, т.е. времени полного оборота спутника вокруг Земли. Результаты измерений на ночной части орбиты приведены на рис. 5: на рис. 5а показана траектория космического аппарата, на рис. 5б – зависимость измеряемой интенсивности от времени.

На дневной части орбиты видны значительные вариации, связанные с вращением аппарата, интенсивность регистрируемого излучения составляет 10^{15}–10^{16} фотонов/с. Затем космический аппарат пересек терминатор и летел над областью полярного свечения и антропогенных источников на территории США. На ночной части наблюдается монотонный незначительный спад сигнала, интенсивность излучения порядка 10^9 фотонов/с. Значения измеряемой интенсивности лежат существенно выше темнового тока, отсутствие каких-либо значимых вариаций объясняется тем, что измерения происходят над океаном в безлунную ночь (фаза луны – 7%). При этом в ходе ночных измерений происходит уменьшение температуры (см. рис. 6), что должно приводить к увеличению коэффициента усиления к.ф.э.у. и небольшому уменьшению темного тока. Эти эффекты не видны на измеренной кривой, так как основной вклад вносит само регистрируемое излучение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения программы по запуску наноспутников в НИИЯФ МГУ разработан и испытан компактный детектор излучения ближнего у.ф.-диапазона на основе кремниевых фотоумножителей. Детектор изготовлен в 2019 году, проведены его наземная отработка и калибровки, и запущен в составе космического аппарата “ВДНХ-80” 05.07.2019. В ходе реализации эксперимента был проведен ряд сеансов измерений на дневной и ночной сторонах орбиты спутника. Показана надежная работа научной аппаратуры, несмотря на неуправляемое вращение космического аппарата, которое не позволило однозначно интерпретировать данные. Это первое использование к.ф.э.у. в экспериментах в открытом космосе по регистрации солнечного и атмосферного излучений. Удачный опыт позволил разработать второй вариант прибора – АУРА-2, который запущен в составе космического аппарата “ДЕКАРТ” в сентябре 2020 года. АУРА-2 имеет большее поле зрения и лучшее временное разрешение (10 мс). Эта работа открывает новое направление в приборостроении для малых космических аппаратов – высокочувствительные компактные детекторы у.ф.-излучений на основе кремниевых фотоумножителей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, уникальный идентификатор проекта RFMEFI60419X0237.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sadovnichy V.A., Panasyuk M.I., Bobrovnikov S.Y., Vedenkin N.N., Vlasova N.A., Garipov G.K., Grigorian O.R., Ivanova T.A., Kalegaev V.V., Klimov P.A., Kovtyukh A.S., Krasotkin S.A., Kuznetsov N.V., Kuznetsov S.N., Muravyeva E.A., Myagkova I.N. et al.* // Cosm. Res. 2007. V. 45. P. 273. https://doi.org/10.1134/S0010952507040016
2. *Sadovnichy V.A., Panasyuk M.I., Yashin I.V., Barinova V.O., Veden’kin N.N., Vlasova N.A., Garipov G.K., Grigoryan O.R., Ivanova T.A., Kalegaev V.V., Klimov P.A., Kovtyukh A.S., Krasotkin S.A., Kuznetsov N.V., Kuznetsov S.N., Mu-*

rav'eva E.A. et al. // Sol. Syst. Res. 2011. V. 45. P. 3. https://doi.org/10.1134/S0038094611010096

3. *Klimov P.A., Garipov G.K., Khrenov B.A., Morozenko V.S., Barinova V.O., Bogomolov V.V., Kaznacheeva M.A., Panasyuk M.I., Saleev K.Yu., Svertilov S.I.* // J. Appl. Meteorol. Climatol. 2017. V. 56. P. 2189. https://doi.org/10.1175/JAMC-D-16-0309.1
4. *Klimov P.A., Panasyuk M.I., Khrenov B.A., Garipov G.K., Kalmykov N.N., Petrov V.L., Sharakin S.A., Shirokov A.V., Yashin I.V., Zotov M.Y., Biktemerova S.V., Grinyuk A.A., Grebenyuk V.M., Lavrova M.V., Tkachev L.G., Tkachenko A.V. et al.* // Space Sci. Rev. 2017. V. 212. P. 1687. https://doi.org/10.1007/s11214-017-0403-3
5. *Klimov P.A., Kaznacheeva M.A., Khrenov B.A., Garipov G.K., Bogomolov V.V., Panasyuk M.I., Svertilov S.I., Cremonini R.* // IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2018. V. 15. № 8. P. 1139. https://doi.org/10.1109/LGRS.2018.2830656
6. *Garipov G.K., Khrenov B.A., Klimov P.A., Klimenko V.V., Mareev E.A., Martines O., Mendoza E., Morozenko V.S., Panasyuk M.I., Park I.H., Ponce E., Rivera L., Salazar H., Tulupov V.I., Vedenkin N.N., Yashin I.V.* // J. Geophys. Res. (Atmos.). 2013. V. 118. P. 370. https://doi.org/10.1029/2012JD017501

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 128–131

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 617-7+ 621.373.826

УСТАНОВКА ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ ВОЛОКОННЫХ ПЕРФОРАЦИЙ БИОМАТЕРИАЛОВ

© 2021 г. Н. В. Минаев[a], В. И. Юсупов[a,*]

[a] Институт фотонных технологий ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН
Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2
*e-mail: iouss@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.08.2020 г.
После доработки 26.08.2020 г.
Принята к публикации 28.08.2020 г.

Установка предназначена для проведения перфораций биологических материалов с помощью волоконных лазеров. Перфорации проводятся при различных параметрах лазерных воздействий (непрерывное и импульсное излучение, длина волны, мощность) и заданной силе прижима оптического волокна к поверхности биоткани. Для регистрации быстропротекающих процессов используется скоростная видеосъемка и акустические измерения. При перфорации ткани контролируются температура разогрева торца волокна, его положение и скорость перемещения. Система разработана для совершенствования лазерных пункционных технологий, подбора оптимальных параметров лазерного воздействия и разработки новой медицинской робототехники.

DOI: 10.31857/S0032816221010341

1. ВВЕДЕНИЕ

С появлением достаточно компактных и мощных лазеров, излучение которых передается по оптическому волокну, получили развитие пункционные лазерные медицинские операции, основанные на перфорации различных тканей [1], т.е. формировании лазерного канала (отверстия) в биоткани путем осевого продвижения оптического волокна при нагреве его торца и близлежащих к нему водосодержащих тканей лазерным излучением. Такое каналирование проводится, например, при лечении межпозвонковых дисков в случае радикулитов, для пункционной лазерной деструкции чувствительного корешка тройничного нерва, при лазерной остеоперфорации (перфорации стенки кости) при лечении остеомиелита [2, 3].

Лазерные медицинские перфорации проводятся при различных параметрах лазерных воздействий (непрерывное и импульсное излучение, длина волны, мощность), с использованием разных оптических волокон и при заданных силах прижима оптоволокна к поверхности биоткани. Все эти параметры влияют на скорость выполнения процедуры, эффективность, отдаленные последствия и безопасность той или иной медицинской технологии. Поэтому для подбора оптимальных параметров воздействия, совершенствования лазерных медицинских технологий и разработки новой медицинской робототехники необходимо систематическое изучение процессов, происхо-

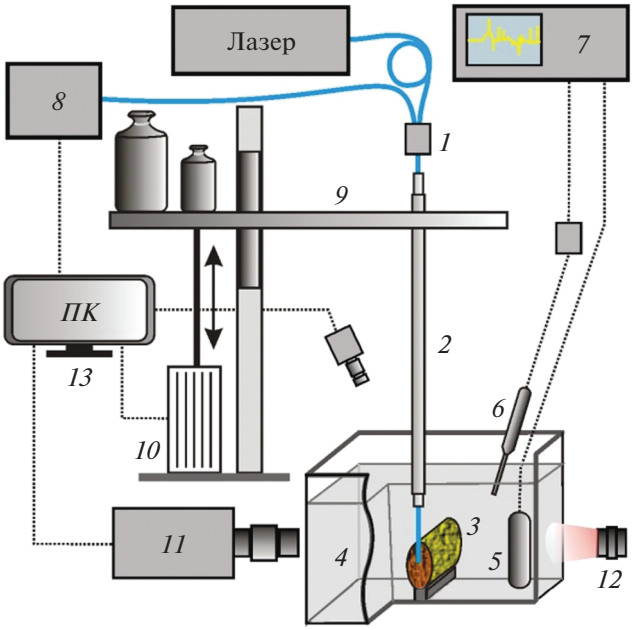

Рис. 1. Принципиальная схема установки для лазерных волоконных перфораций. *1* – оптический разветвитель; *2* – держатель волокна; *3* – биоматериал; *4* – кювета с водой; *5* – широкополосный гидрофон; *6* – игольчатый гидрофон с предусилителем; *7* – запоминающий осциллограф; *8* – спектрометр; *9* – подвижная платформа; *10* – датчик перемещений; *11* – скоростная камера; *12* – фронтальная подсветка; *13* – персональный компьютер.

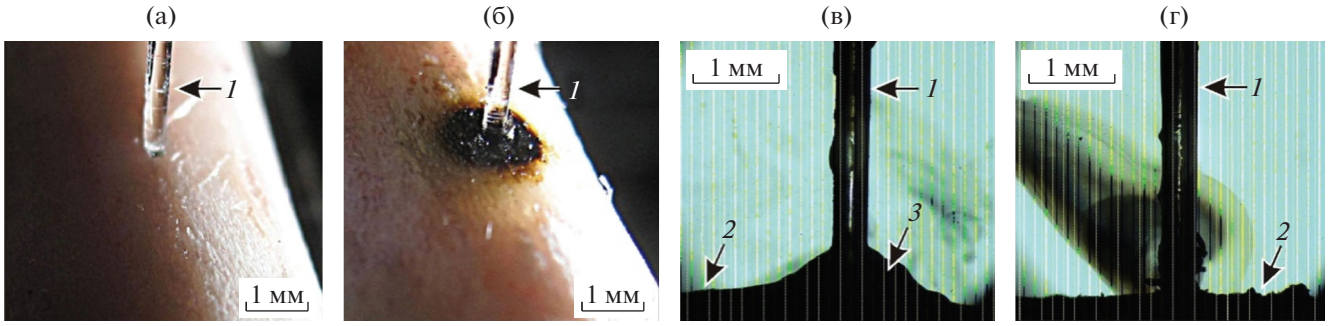

Рис. 2. Фотографии до (**а**) и после (**б**) лазерной перфорации поверхности кости и кадры скоростной съемки в процессе лазерного воздействия в присутствии капли воды (**в**) и без воды (**г**). *1* – оптическое волокно; *2* – поверхность кости; *3* – капля воды. Длина волны $\lambda = 1.56$ мкм, мощность 5 Вт, нагрузка на волокно 500 г.

дящих при лазерных перфорациях. Именно для этих целей создана установка, описанная ниже.

2. КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема установки для лазерных волоконных перфораций биоматериалов представлена на рис. 1. Одним из основных элементов системы является набор волоконных лазеров умеренной мощности с длинами волн 0.97, 1.47, 1.56, 1.94 мкм и др., которые широко применяются в современных медицинских технологиях. Излучение от лазера по оптическому волокну через оптический разветвитель *1* подводится с помощью держателя волокна *2* к поверхности биоматериала *3*. Образец биоматериала закрепляется на подставке на дне прозрачной кюветы *4* из поликарбоната, заполненной рабочей жидкостью (обычно водой или водным раствором).

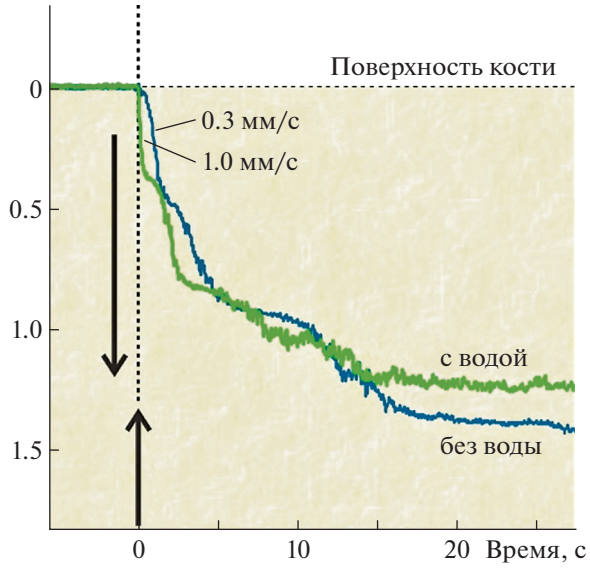

Рис. 3. Изменение во времени глубины проникновения торца оптического волокна в кость при лазерной перфорации поверхности кости в присутствии воды и без воды. Длина волны $\lambda = 1.56$ мкм, мощность 5 Вт, нагрузка на волокно 500 г. Нижняя стрелка показывает момент включения лазерного излучения.

Другим важным элементом системы является установленная на вертикальной стойке платформа *9*, которая по миниатюрной линейной направляющей MGN-9 (HIWIN, Тайвань) может свободно перемещаться в вертикальном направлении. На платформе жестко закреплен держатель волокна *2*. Снизу к платформе подходит шток потенциометрического датчика линейных перемещений (*10*) ЛТР-50 (Sensor Systems Solutions, РФ), выход которого соединен через преобразователь сигнала с осциллографом или компьютером. Датчик позволяет определять положение торца волокна в биоткани с точностью 10 мкм в диапазоне перемещений 50 мм. Сверху на платформу могут устанавливаться калиброванные гири для обеспечения необходимой силы прижима оптического волокна к биоткани.

Для контроля динамических процессов в жидкости используется оптоакустический метод [4, 5]. В свободном объеме кюветы с рабочей жидкостью размещают широкополосный гидрофон (*5*) 8103 (B&K, Denmark) с полосой частот 0.1 Гц–500 кГц. Для регистрации быстропротекающих процессов под необходимым углом к месту контакта оптоволокна с биоматериалом устанавливают игольчатый гидрофон *6* (Precision Acoustics, UK) диаметром 1 мм с шириной полосы 10 кГц–50 МГц. Регистрацию полученных акустических данных осуществляют с помощью цифрового четырехканального запоминающего осциллографа (*7*) GOS 72304 (GW Instek, Тайвань) с полосой дискретизации 300 МГц.

Оптическое излучение от дополнительного оптического канала разветвителя *1* через оптоволокно поступает на спектрометр *8* (Ocean Optics, США) или на скоростной фотодиод OD-08AF/C (Авеста, РФ). С их помощью регистрируется спектр или мощность сигнала, отраженного от рабочего тор-

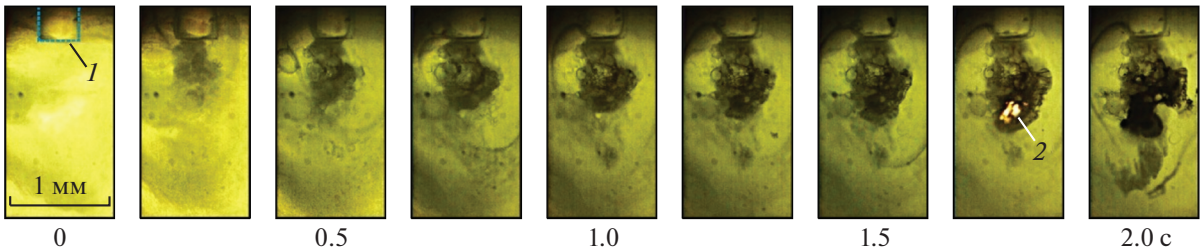

Рис. 4. Последовательные кадры видеосъемки при воздействии лазерным излучением на хрящевую ткань. *1* – торец оптического волокна; *2* – горение ткани. Длина волны λ = 1.56 мкм, мощность 3 Вт.

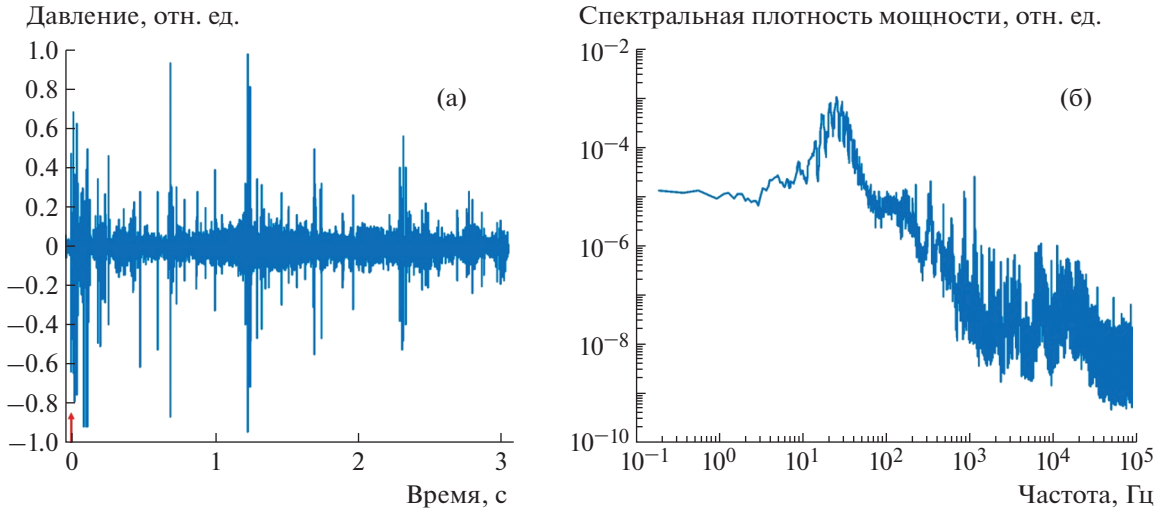

Рис. 5. Акустический сигнал и его спектр, полученные при лазерной перфорации кровенасыщенного образца биоматериала. Длина волны λ = 0.97 мкм, мощность 3 Вт.

ца оптического волокна. Амплитуда этого сигнала связана с показателем преломления среды на границе торца волокна, что позволяет контролировать плотность среды. Спектральные характеристики позволяют оценивать температуру вблизи торца волокна.

Для оптической регистрации процессов, развивающихся вблизи торца волокна при формировании лазерных каналов, используется высокоскоростная камера (*11*) Fastcam SA-3 (“Photron”, Япония) с фронтальной подсветкой *12* от набора источников белого света либо от излучения непрерывного или импульсного лазера. Это позволяет снимать серию кадров со скоростью до 10^5 кадров/с либо одиночные кадры с необходимой задержкой относительно лазерного импульса, синхронизируя запись с помощью компьютера. Для дополнительной оптической регистрации с другого ракурса используется камера XCAM 1080 PHD (“ToupTek”, Китай) с микроскопическим объективом.

Отдельные элементы, такие как кювета, видеокамеры и осветители, размещены на подвижках с микрометрическими винтами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Описанная установка позволяет экспериментально исследовать процессы, происходящие при лазерных волоконных перфорациях различных биотканей. На рис. 2 приведены фотографии и кадры скоростной съемки, полученные во время лазерной перфорации поверхности кости с помощью оптического волокна диаметром 400 мкм. Исследовалось влияние воды вблизи торца волокна на скорость формирования канала.

На рис. 3 приведены графики, иллюстрирующие изменение во времени глубины проникновения торца оптического волокна в кость при лазерной перфорации поверхности кости в присутствии воды и без воды. Видно, что наличие капли воды привело к значительному (в три раза) увеличению скорости перфорации верхних слоев кости.

Оптическая регистрация процессов, происходящих при лазерной перфорации водосодержащих биотканей, является очень информативной. На рис. 4 представлены последовательные кадры видеосъемки процесса воздействия лазерного излучения на образец хрящевой ткани. Видно, что

вблизи торца происходит постепенная карбонизация ткани, сопровождающаяся актами горения (*2* на рис. 4). Проведенный эксперимент показывает, что максимальные значения температуры в биоткани достигаются не на торце волокна, а на удалении ~1 мм от него.

Другую возможность установки иллюстрирует рис. 5, на котором показаны акустический сигнал и его спектр, полученные при лазерном формировании канала в кровенасыщенном образце биоматериала. Видно, что сигнал имеет вид коротких, интенсивных и спектрально широких акустических колебаний ударного типа. Это указывает на то, что при продвижении волокна в глубь образца вблизи торца волокна происходят акты взрывного кипения воды [6].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная экспериментальная установка позволяет проводить исследования процессов, происходящих при лазерных волоконных перфорациях биотканей. Помимо применения информативных методов оптики и оптоакустики, установка обеспечивает перемещение волокна в биоткани с заданным нажимом с возможностью контроля положения торца оптоволокна с точностью до 10 мкм. Это является ее основным преимуществом по сравнению с описанной в [7] установкой, также позволяющей изучать процессы вблизи неподвижного торца лазерного оптоволокна.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН в части развития лазерных технологий и гранта РФФИ № 20-02-00580 в части исследования гидродинамических процессов при перфорации биоматериалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Минаев В.П.* // Альманах клинической медицины. 2008. Т. 17. № 2. С. 116.
2. *Сандлер Б.И., Суляндзига Л.Н., Чудновский В.М., Юсупов В.И., Косарева О.В., Тимошенко В.С.* Перспективы лечения дискогенных компрессионных форм пояснично-крестцовых радикулитов с помощью пункционных неэндоскопических лазерных операций. Владивосток: Дальнаука, 2004. ISBN 5-8044-0443-1.
3. *Привалов В.А., Крочек И.В., Абушкин И.А., Шумилин И.И., Лаппа А.В.* // Вестник экспериментальной и клинической хирургии. 2009. Т. 2. № 1. С. 19.
4. *Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б., Скипетров С.Е.* // Квантовая электроника. 1999. Т. 29. № 3. С. 215. https://doi.org/10.1070/QE1999v029n12ABEH001630
5. *Юсупов В.И., Коновалов А.Н., Ульянов В.А., Баграташвили В.Н.* // Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 5. С. 531. https://doi.org/10.7868/S0320791916050191
6. *Чудновский В.М., Юсупов В.И., Дыдыкин А.В., Невожай В.И., Кисилёв А.Ю., Жуков С.А., Баграташвили В.Н.* // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 4. С. 361. https://doi.org/10.1070/QEL16298
7. *Минаев Н.В., Юсупов В.И., Цыпина С.И., Минаев В.П.* // ПТЭ. 2019. № 2. С. 157. https://doi.org/10.1134/S0032816219020137

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 132–138

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.082.7

СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ДИФРАКЦИИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УГЛЫ, БЛИЗКИЕ К ОБРАТНЫМ

© 2021 г. П. В. Гурьева[a,*], Н. В. Марченков[a,b], А. Н. Артемьев[a], Н. А. Артемьев[c], А. Д. Беляев[a], А. А. Демкив[a], В. А. Шишков[b]

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"*
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

[b] *Федеральный научно-исследовательский центр "Кристаллография и фотоника" РАН*
Россия, 119333, Москва, Ленинский просп., 59

[c] *KLA Corporation USA, 95032, CA, Milpitas, Technology Drive, 3*

**e-mail: poli.b3@gmail.com*

Поступила в редакцию 05.08.2020 г.
После доработки 26.08.2020 г.
Принята к публикации 07.09.2020 г.

Спектрометр разработан для экспериментальной станции EXAFS-D Курчатовского источника синхротронного излучения в НИЦ "Курчатовский институт" в целях прецизионного измерения относительных вариаций постоянной решетки монокристаллов. Спектрометр позволяет регистрировать малые (до $3 \cdot 10^{-7}$) относительные изменения параметра решетки, которые могут возникать при нарушении стехиометриометрического состава материала или в результате эффектов, вызванных внешними воздействиями, например, обратного пьезоэффекта. Основным методом, реализуемым на спектрометре, является метод дифракции рентгеновского излучения в геометрии, близкой к геометрии "обратного рассеяния", на углы вплоть до 179.5°. Использование синхротронного источника обеспечивает возможность выбора длины волны излучения, что необходимо для настройки геометрии дифракции, близкой к обратной. Конфигурация спектрометра позволяет одновременно с измерением вариации параметра решетки осуществлять картирование элементного состава по поверхности кристалла.

DOI: 10.31857/S0032816221010274

ВВЕДЕНИЕ

Монокристаллы пьезоэлектриков широко применяются в электронной технике. Работы по синтезу широкого спектра пьезокристаллов, нацеленные на улучшение их функциональных характеристик, потребовали развития все более точных и обладающих более высокой локальностью методов контроля структуры и свойств кристаллов [1–4]. Наряду с традиционными методами структурных исследований, такими как интерферометрия [5–8], оптическая призменная спектроскопия [9, 10], нейтронная дифракция [11, 12] и других, особую актуальность имеют рентгеновские методы диагностики.

Так, например, работы [13–19] посвящены изучению пьезоэффекта в кристаллах лангасита и лангатата на лабораторных рентгеновских установках. Стоит отметить, что в этих работах наблюдается разброс величин измеренных пьезомодулей, при этом величина указанной авторами относительной ошибки составляет единицы процентов. Наблюдаемые различия требуют дополнительных, прецизионных методов измерения. В работах [15, 16, 20–22] отмечается, что такой разброс величин пьезомодулей может быть связан с условиями роста и составом кристаллов.

Использование синхротронного излучения за счет более высокой по сравнению с рентгеновскими трубками яркости позволяет существенно улучшить пространственное разрешение измерений. В работе [23] дифракция синхротронного излучения (HASYLAB/DESY, Германия) использовалась для изучения пьезоэлектрических свойств монокристалла трибората висмута BiB_3O_6. Методы высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии (BESSY, Германия) были применены в исследованиях акустических [24] и пьезоэлектрических свойств [13] кристаллов лангатата. Внутренние деформации в пьезоэлектрических кристаллах BiB_3O_6, вызванные внешним электрическим полем в результате обратного пьезоэффекта,

были изучены в работе [25] (HASYLAB/DESY, Германия).

Методом высокоразрешающей трехкристальной рентгеновской дифрактометрии обнаружено наличие обратимой перестройки доменной структуры в приповерхностных слоях кристаллов парателлурита под действием внешнего электрического поля [26–28]. Отклик пьезоэлектрического кристалла на быстрые изменения приложенного электрического поля изучался методом дифракции с временным разрешением [14, 29]. Однако в рассматриваемых работах авторы либо вовсе не указывают точность определения пьезоэлектрических модулей, либо приводимые величины ошибок составляют единицы процентов и выше.

Величина пьезомодуля напрямую определяется в рентгенодифракционных экспериментах путем измерения углового сдвига кривой дифракционного отражения (к.д.о.), следовательно, дальнейшее развитие данного направления связано с повышением углового разрешения и чувствительности дифракционной картины к изменению межплоскостного расстояния исследуемого кристалла.

Преимуществом использования дифракции на углы, близкие к π, по сравнению с вышеперечисленными методами, является сверхвысокая чувствительность дифракционной картины к малейшим искажениям кристаллической структуры. На данный момент не было обнаружено работ по применению данной методики при изучении влияния внешних воздействий на пьезокристалл.

В данной работе приводится описание спектрометра для исследований деформаций кристаллической структуры методом дифракции рентгеновского излучения на углы, близкие к π, вплоть до 179.5°. Данный спектрометр уже прошел экспериментальную проверку в процессе прецизионных измерений пьезоэлектрического модуля d_{11} кристалла лангасита [19].

Вместе с тем потенциал геометрии дифракции на углы, близкие π, подтверждается, к примеру, работами по прецизионной монохроматизации синхротронного излучения. В работе [30] удалось в такой схеме достичь высокой (до единиц миллиэлектронвольт) степени монохроматизации пучка синхротронного излучения (с.и.) на синхротронном источнике DESY (Германия), при этом дальнейшее улучшение разрешения по энергии было ограничено только интенсивностью самого излучения.

Реализация обратной дифракции на ондуляторном излучении [31] позволила достичь разрешения $\Delta E/E = 10^{-8}$ и открывает возможности проведения экспериментов по спектроскопии неупругого рассеяния рентгеновского излучения при изучении слабо упорядоченных структур и жидкостей, которая ранее была доступна только нейтронным методам [32]. В работе [33] рассмотрена возможность реализации метода обратной дифракции на лазере на свободных электронах, что на порядки увеличит энергетическое разрешение метода.

СПЕКТРОМЕТР

Разработанный в НИЦ “Курчатовский институт” спектрометр для исследований методом дифракции рентгеновского излучения на углы, близкие к π, установлен на экспериментальной станции EXAFS-D Курчатовского источника с.и. [34]. Для достижения больших углов дифракции в спектрометре использован прием выноса детектора от исследуемого образца на большое расстояние [30, 31, 35]. Конструкция станции EXAFS-D позволяет выносить детектор от образца на расстояние до 2 м, что соответствует углу дифракции 179.5°.

Рентгенооптическая схема спектрометра приведена на рис. 1. Белый пучок с критической энергией 7.1 кэВ из поворотного магнита ускорительно-накопительного комплекса проходит через узел стабилизации вертикального положения [36]. Размещение узла стабилизации на расстоянии 22 м от точки излучения позволяет получить высокую степень стабилизации вертикального положения пучка на входе в спектрометр. Отклонение вертикального положения орбиты пучка не превышает нескольких микрометров, а ошибка отклонения вертикального угла порядка 1 мкрад. Это, в свою очередь, обеспечивает стабильность углового положения падающего пучка по вертикали. В выбранной рентгенооптической схеме плоскость дифракции образца вертикальна, и возможная нестабильность вертикального положения падающего пучка непосредственно влияет на погрешность измерений.

Пройдя блок щелей, пучок падает на вертикально стоящий предварительный монохроматор M_1, представляющий собой плоский монокристалл. Плоскость дифракции этого монохроматора горизонтальна. Монохроматором M_1 из спектра с.и. выбирается требуемая длина волны излучения, кроме того, он уменьшает тепловую нагрузку на далее установленный прорезной монохроматор M_2. Для уменьшения влияния атмосферы предварительный монохроматор M_1 находится в вакуумном защитном кожухе.

Далее следующие вдоль направления распространения с.и. элементы спектрометра (прорезной монохроматор, узел дифрактометра, детекторы, узел пластины изображения) находятся на поворотной скамье, которая может поворачиваться вокруг оси предварительного монохроматора. Углы дифракции на нем ограничиваются выходным бериллиевым окном вакуумной защитной камеры и составляют от 6° до 30°, что со-

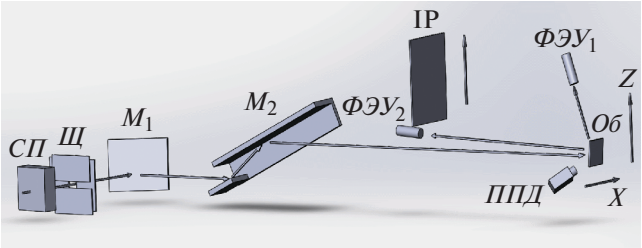

Рис. 1. Рентгенооптическая схема спектрометра. *СП* – узел стабилизации вертикального положения “белого” пучка с.и., *Щ* – щели пучка с.и., M_1 – предварительный монохроматор Si (111), M_2 – прорезной монохроматор Si (440), *X–Z* – сканер исследуемого образца (условно показанный), *Об* – образец, $ФЭУ_1$ – фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.) на кронштейне дифрактометра, $ФЭУ_2$ – в положении регистрации дифрагированного излучения на углы, близкие к π, *ППД* – полупроводниковый детектор, IP (Image Plate) – пластина изображения на вертикальной подвижке.

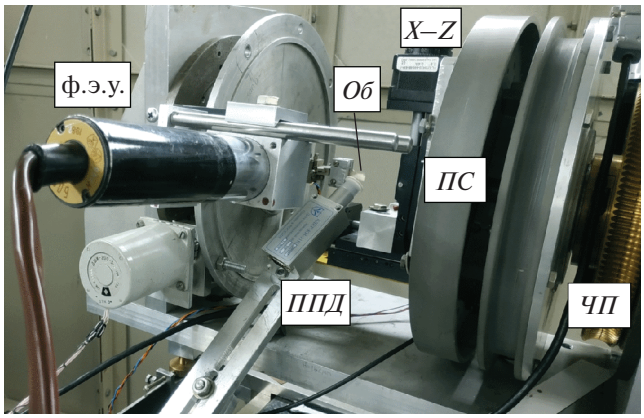

Рис. 2. Блок дифрактометра в составе спектрометра. *ЧП* – червячное колесо привода оси θ, *ПС* – поворотный пьезомодуль, *X–Z* – сканер исследуемого образца *Об*, детектор – ф.э.у. на кронштейне оси 2θ.

ответствует энергетическому диапазону излучения 7.6–37 кэВ. Энергетическая ширина пучка ΔE после предварительного монохроматора определяется размерами источника с.и., расстоянием до спектрометра и щелями “белого” пучка с.и. Для описываемой в данной работе экспериментальной схемы величина $\Delta E/E \sim 10^{-4}$.

Предварительно монохроматизированный пучок попадает на прорезной монохроматор M_2 – монокристалл Si (*nn*0). Плоскость дифракции этого монохроматора вертикальна. Энергетическая ширина пучка после прорезного монохроматора M_2 составляет $\Delta E/E \sim 10^{-5}$. Прорезной монохроматор установлен на узле поворота. Узел поворота, описанный в работе [37], представляет собой гониометрическое устройство, приводимое в движение пьезодвигателем, с шагом 1".

В целом выбор описанных выше монохроматоров M_1 и M_2 спектрометра нацелен на то, чтобы обеспечить:

– возможность выделения из “белого” пучка с.и. фотонов с энергией, соответствующей углам дифракции излучения на образце, близким к π;

– минимизацию разности углов Брэгга монохроматоров и образца с целью уменьшения влияние дисперсии на ширину к.д.о. [38, 39];

– стабильность энергии фотонов, падающих на образец.

В случае одновременного изучения элементного состава образца энергия фотонов, падающих на него, должна быть достаточной для возбуждения флуоресценции элементов, входящих в состав исследуемого кристалла.

Далее пучок освещает исследуемый образец, установленный на дифрактометре. Плоскость дифракции образца вертикальна. Вращение образца вокруг оси θ обеспечивается поворотными механизмами двух уровней. Первый уровень – червячный привод с шаговым двигателем (43.2"/шаг). Второй уровень – поворотный модуль на основе пьезостолба с шагом 1.2" в диапазоне 120" (рис. 2).

Накопленная ошибка дифрактометра оценивалась на основании сравнения расчетных и измеренных положений дифракционных пиков эталонного образца кремния. Так, на диапазоне 100" определенная таким способом накопленная ошибка составила 0.03". Выбранный для оценки накопленной ошибки диапазон 100" является характерным при измерении сдвига кривой качания пьезокристалла, обусловленного изменением параметра решетки вследствие приложения к этому кристаллу внешнего электрического поля.

Исследуемый образец крепится на ручной гониометрической головке, установленной на узле сканирования дифрактометра. Вывод поверхности образца на ось θ и подстройка его по углу наклона φ (так, чтобы падающий и отраженный лучи находились в вертикальной плоскости) осуществляется вручную гониометрической головкой. Узел сканирования позволяет локально изучать степень совершенства кристалла по относительным изменениям межплоскостного расстояния $\Delta d/d$. Диапазон сканирования определяется имеющимся диапазоном перемещения блока подвижек и составляет 10 × 10 мм. Пространственное разрешение обуславливается минимальным размером источника излучения (200 мкм) и составляет 20 мкм. Время сканирования при предельном разрешении определяется набранной статистикой для получения желаемого разрешения.

Детектор представляет собой ф.э.у. со сцинтиллятором NaI и регистрирует дифрагировавшие пучки в счетном режиме. Расстояние от кристалла до детектора при использовании вращения

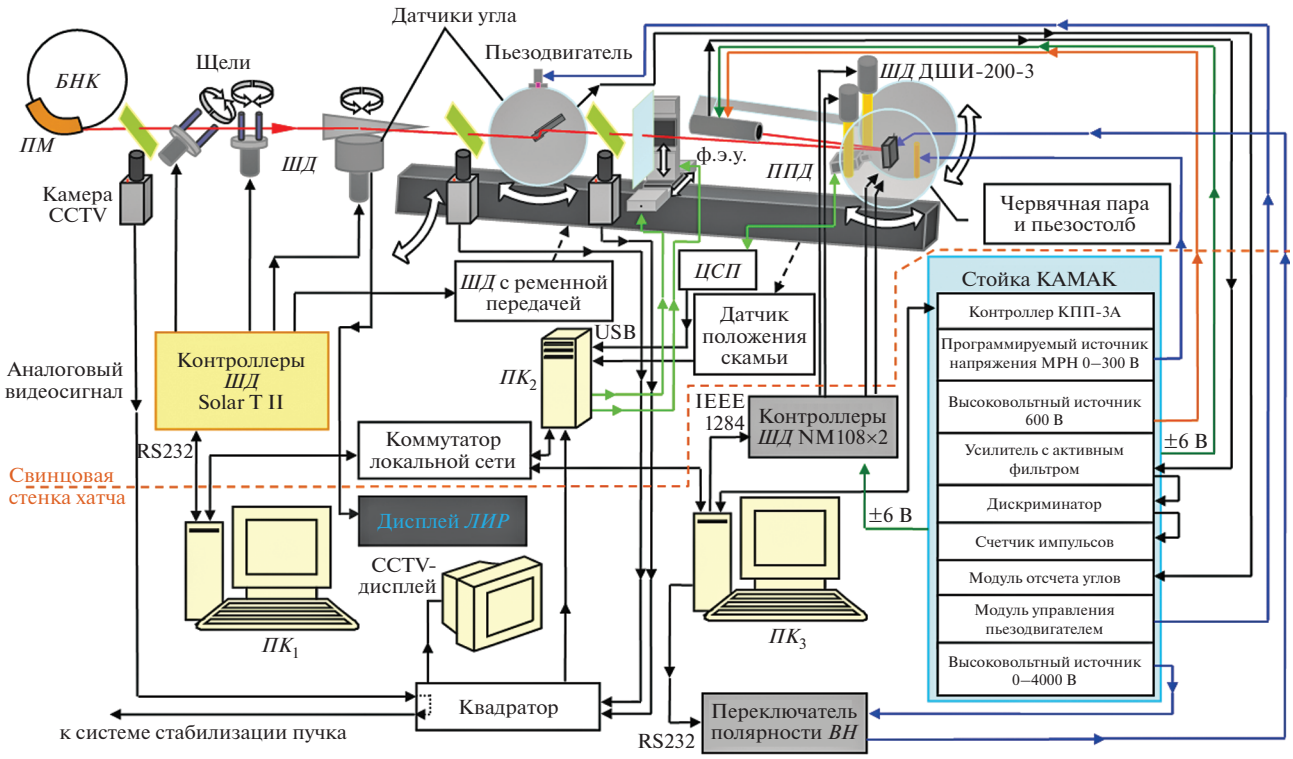

Рис. 3. Блок-схема управления спектрометром. *БНК* – большое накопительное кольцо, *ПМ* – поворотный магнит, CCTV – closed-circuit television (закрытые системы кабельного телевидения), *ШД* – шаговый двигатель, *ППД* – полупроводниковый детектор, *ЦСП* – цифровой сигнальный процессор, *ВН* – высокое напряжение, *ЛИР* – инкрементный преобразователь угловых перемещений.

детектора на кронштейне дифрактометра 2θ может меняться от 200 до 600 мм, обеспечивая возможность работы на углах дифракции вплоть до 2θ = 178.5°. Вращение детектора вокруг оси 2θ дифрактометра имеет червячный привод с шаговым двигателем (шаг 51"). Для измерений с еще большими углами дифракции детектор снимается с кронштейна, вращающегося вокруг оси 2θ дифрактометра, и устанавливается на стойке, которая может перемещаться вдоль поворотной скамьи на различных расстояниях от оси дифрактометра. При расстоянии детектора 2 м от исследуемого образца достигается угол дифракции 2θ = 179.5°.

Полупроводниковый энергодисперсионный детектор (БДЕР-КИ-11К, Институт физико-технических проблем, Дубна) установлен неподвижно. Энергетическое разрешение детектора составляет 200 эВ. Он регистрирует флуоресцентное излучение образца, возбуждаемое падающим пучком с.и. Важно отметить, что флуоресцентные спектры регистрируются одновременно с измерениями кривых качания.

Для отдельных экспериментов в спектрометре может использоваться двумерный детектор Image Plate (IP). С помощью него могут решаться следующие задачи:

– уточнение угла между осью дифрактометра и монохроматизированным пучком, падающим на исследуемый образец; необходимость в решении этой задачи возникает после перемещения узла дифрактометра вдоль поворотной скамьи;

– тонкая юстировка образца на оси дифрактометра;

– прецизионное измерение угла дифракции.

Все узлы спектрометра объединены в единую систему управления. На рис. 3 приведена блок-схема системы управления спектрометром.

Система управления спектрометром построена по клиент-серверной архитектуре и включает три управляющих компьютера. Первый из них ($ПК_1$) расположен на рабочем месте экспериментатора и является клиентом. Ко второму ($ПК_2$) подключены высокоточные подвижки для перемещения IP, плата видео захвата и флуоресцентный детектор. Третий ($ПК_3$) обеспечивает взаимодействие с контроллерами моторов дифрактометра и привода образца. С этого компьютера экспериментатор выполняет выбор энергии монохроматора M_1 (рис. 1) и настройку других узлов экспериментальной установки. В режиме эксперимента он выполняет функцию сервера.

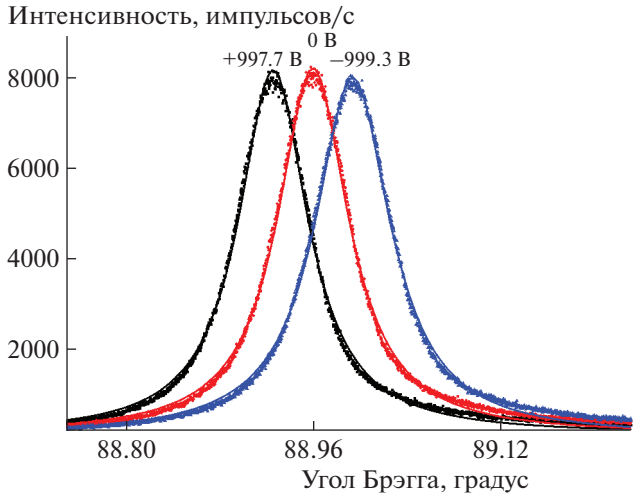

Рис. 4. Пример серии к.д.о., измеренных в автоматическом режиме с переключением высокого напряжения на исследуемом пьезокристалле LGS.

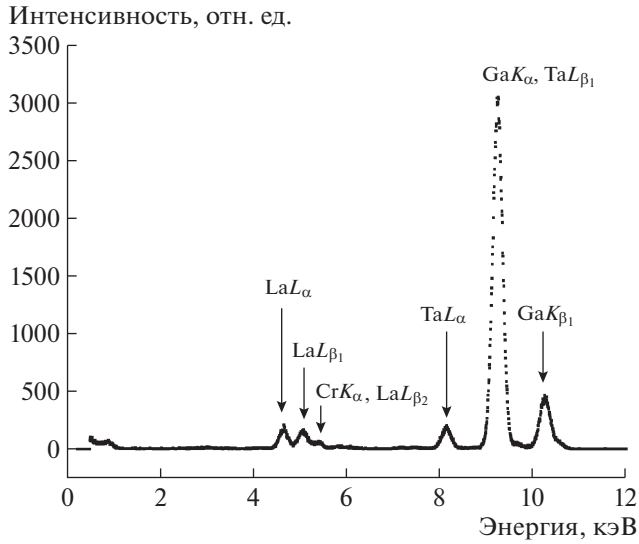

Рис. 5. Пример спектра флуоресцентного излучения кристалла лангатата ($La_3Ga_{5.5}Ta_{0.5}O_{14}$), измеренный полупроводниковым детектором во время измерения кривой качания этого кристалла с помощью ф.э.у. (NaI).

РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе [19] нами было проведено прецизионное измерение пьезоэлектрического модуля d_{11} монокристалла лангасита (LGS – $La_3Ga_5SiO_{14}$) на описанном выше спектрометре. Измерения проводились методом дифракции синхротронного излучения на углах, близких к обратному рассеянию. Измерялся сдвиг к.д.о. исследуемого образца при приложении к нему внешнего электрического поля в следующей последовательности: без электрического поля, с отрицательным полем, без поля, с положительным полем (рис. 4). Такая последовательность измерений повторялась многократно для повышения точности измерений за счет уменьшения статистической погрешности. Перед измерением каждой кривой выдерживалась временная пауза 2 мин для релаксации кристалла после внешнего воздействия. Продолжительность измерения одной к.д.о. составляла около 8 мин.

Измеряемый угловой сдвиг дифракционного максимума соответствовал изменению $\Delta d/d \sim 10^{-5}$. Погрешность измерения углового сдвига к.д.о. составила ~1%. Приняв утроенный доверительный интервал, граница обнаружения относительного изменения межплоскостного расстояния составит $3 \cdot 10^{-7}$.

С целью определения связи величины пьезоэлектрического модуля исследуемого образца с его стехиометрией в спектрометр был включен энергодисперсионный детектор. Был проведен предварительный эксперимент по элементному картированию исследуемого образца (LGT – $La_3Ga_{5.5}Ta_{0.5}O_{14}$). Соотношение интенсивностей линий флуоресценции позволяет определить состав исследуемого образца.

На рис. 5 в качестве примера приведен спектр LGT. В спектре присутствуют линии флуоресценции всех (кроме кислорода) элементов, входящих в состав кристалла. Хорошо разрешаются линии лантана L_α и $L_{\beta1}$, линия галлия K_α и линия тантала L_α. Так же хорошо видна линия хрома $E(\mathrm{Cr}K_\alpha) = 5.41$ кэВ. В процессе напыления на образец серебряных металлических электродов для создания в его объеме однородного электрического поля на его поверхности был нанесен слой хрома для лучшей адгезии. Кислород же флуоресцирует на энергии 520 эВ, которая практически не может быть зарегистрирована в существующей экспериментальной схеме.

Сформированный оптической схемой спектрометра монохроматический пучок с.и. с энергией 10.5497 кэВ падал на образец LGT размерами 8 × 16 × 0.26 мм. На поверхности образца были выбраны точки размерами 1 × 1 мм с шагом 2 мм. На рис. 6 приведены отношения площади флуоресцентных линий лантана (LaL_α) к площади линий галлия (GaK_α), что может характеризовать изменение относительного стехиометрического состава на поверхности образца.

ВЫВОДЫ

На синхротронной станции EXAFS-D НИЦ “Курчатовский институт” разработан спектрометр для регистрации кривых дифракционного

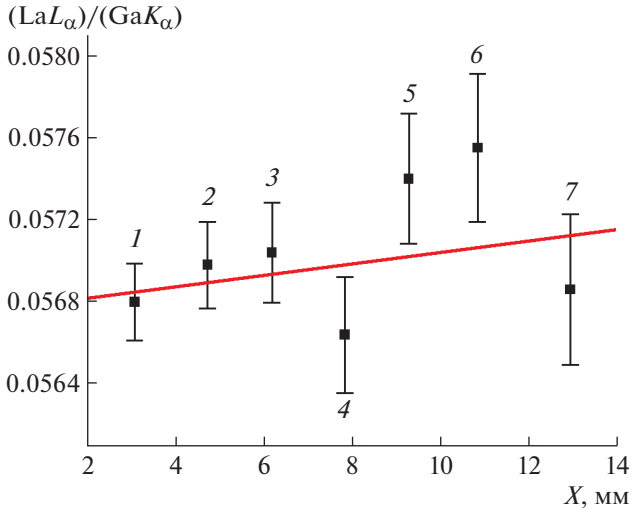

Рис. 6. Пример зависимости отношения площади флуоресцентных линий на различных точках (*1–7*) образца. На оси абсцисс отложена координата по образцу, на оси ординат – отношение площадей линий лантана (LaL_α) и галлия (GaK_α).

отражения при углах дифракции вплоть до $2\theta = 179.5°$. Предельная чувствительность метода при измерении относительной вариации параметра решетки при нарушении стехиометрического состава или под влиянием внешних воздействий составила $3 \cdot 10^{-7}$. Показано, что данный спектрометр позволяет определять относительное изменение параметра решетки под внешним электрическим полем с точностью не хуже 1%. Как было обнаружено ранее, наибольший вклад в итоговую погрешность дает статистическая ошибка измерений. Суммарный вклад в результат измерений остальных погрешностей оказывается практически несущественным. Предварительный эксперимент по картированию элементного состава образцов показал вариацию состава в выбранных точках. Дальнейшие эксперименты позволят определить связь между стехиометрией и функциональными свойствами исследуемых образцов и дадут возможность получать уникальную информацию, имеющую практическое значение для отработки технологии синтеза новых материалов с заданными свойствами.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают глубокую благодарность А.Е. Благову за постановку задачи и полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-32-90136.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Андреев И.А.* // Журнал техн. физики. 2004. Т. 74. № 9. С. 1.
2. *Iwataki T., Ohsato H., Tanaka K., Morikoshi H., Sato J., Kawasaki K.* // J. European Ceramic Society. 2001. V. 21. P. 1409. https://doi.org/10.1016/S0955-2219(01)00029-2
3. *Roshchupkin D.V., Irzhak D.V., Roshchupkina E.D., Buzanov O.A.* // Crystallography Reports. 2004. V. 49. Suppl. 1. P. S80.
4. *Каурова И.А., Кузьмичева Г.М., Рыбаков В.Б., Дубовский А.Б.* Неорганические материалы. 2010. Т. 46. № 9. С. 1100.
5. *Stade J., Bohaty L., Hengst M., Heimann R.B.* // Crystal Research and Technology. 2002. V. 37. № 10. P. 1113. https://doi.org/10.1002/15214079(200210)37:10<1113::AID-CRAT1113>3.0.CO;2-E
6. *Kong H., Wang J., Zhang H., Yin X., Zhang S., Liu Y., Cheng X., Gao L., Hu X., Jiang M.* // J. Crystal Growth. 2003. V. 254. P. 360. https://doi.org/10.1016/S0022-0248(03)01106-0
7. *Xin Y., Jiyang W., Huaijin Z., Shaojun Z., Rongjiang H., Tingxiou C.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2002. V. 41. Pt. 1. № 12. P. 7419. https://doi.org/10.1143/JJAP.41.7419
8. *Haussuhl S., Bohaty L., Becker P.* // Appl. Phys. A. 2006. V. 82. P. 495. https://doi.org/10.1007/s00339-005-3443-6
9. *Kaminskii A.A., Mill B.V., Khodzhabagyan G.G., Konstantinova A.F., Okorochkov A.I., Silvestrova I.M.* // Phys. Status Solidi A. 1983. V. 80. P. 387. https://doi.org/10.1002/pssa.2210800142
10. *Buzanov O., Didenko I.S., Kozlova N.S., Zabelina E.V.* // Moldavian J. Phys. Sci. 2006. V. 5. № 1. P. 33.
11. *Кузьмичева Г.М., Каурова И.А., Рыбаков В.Б., Дубовский А.Б., Куссон А., Захарко О.* // Кристаллография. 2010. Т. 55. № 6. С. 1126.
12. *Кузьмичева Г.М., Захарко О., Тюнина Е.А., Рыбаков В.Б., Каурова И.А., Доморощина Е.Н., Дубовский А.Б.* // Кристаллография. 2009. Т. 54. № 2. С. 303.
13. *Благов А.Е., Марченков Н.В., Писаревский Ю.В., Просеков П.А., Ковальчук М.В.* // Кристаллография. 2013. Т. 58. № 1. С. 49. https://doi.org/10.7868/S0023476113010050
14. *Марченков Н.В., Куликов А.Г., Аткнин И.И., Петренко А.А., Благов А.Е., Ковальчук М.В.* // Успехи физ. наук. 2019. Т. 189. № 2. С. 187. https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038348
15. *Fukuda T., Takeda H., Shimamura K., Kawanaka H., Kumatoriya M., Murakami S., Sato J., Sato M.* // 1998 IEEE – EIT Int. Freguency Control Symp. and Exhibition. 1988. P. 315. https://doi.org/10.1109/ISAF.1998.786697
16. *Mill B.V., Pisarevsky Yu.V.* // IEEE – EIA Int. Frequency Control Symp. and Exhibition. 2000. P. 133. https://doi.org/10.1109/FREQ.2000.887343
17. *Bohm J., Chilla E., Flannery C., Frohlich H.-J., Hauke T., Heimann R.B., Hengst M., Straube U.* // J. Crystal Growth. 2000. V. 216. Issues 1–4. P. 293. https://doi.org/10.1016/S0022-0248(00)00440-1

18. *Irzhak D., Roshchupkin. D.* // Appl. Cryst. 2018. V. 51. P. 1174.
https://doi.org/10.1107/S1600576718009184
19. *Gureva P.V., Marchenkov N.V., Artemev A.N., Artemiev N.A., Belyaev A.D., Demkiv A.A., Shishkov V.A.* // J. Appl. Cryst. 2020. V. 53. P. 734.
https://doi.org/10.1107/S1600576720005154
20. *Доморощина Е.Н., Дубовский А.Б., Кузьмичева Г.М., Семенкович Г.В.* // Неорганические материалы. 2005. Т. 41. № 11. С. 1378.
21. *Дубовский А.Б., Тюнина Е.А., Доморощина Е.Н., Кузьмичева Г.М., Рыбаков В.Б.* // Неорганические материалы. 2008. Т. 44. № 5. С. 601.
22. *Каурова И.А., Кузьмичева Г.М., Кауссон А.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2014. № 7. С. 5.
https://doi.org/10.7868/S0207352814070087
23. *Gorfman S., Schmidt O., Pietsch U., Becker P., Bohaty L.* // Z. Kristallogr. 2007. V. 222. P. 396.
https://doi.org/10.1524/zkri.2007.222.8.396
24. *Рощупкин Д.В., Иржак Д.В., Пунегов Д.В.* // Изв. РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72. № 2. С. 201.
25. *Schmidt O., Gorfman S., Pietch U.* // Cryst. Res. Technol. 2008. V. 43. № 11. P. 1126.
https://doi.org/10.1002/crat.200800335
26. *Ковальчук М.В., Благов А.Е., Куликов А.Г., Марченков Н.В., Писаревский Ю.В.* // Кристаллография. 2014. Т. 59. № 6. С. 950.
https://doi.org/10.7868/S0023476114060149
27. *Куликов А.Г., Благов А.Е., Марченков Н.В., Ломонов В.А., Виноградов А.В., Писаревский Ю.В., Ковальчук М.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. № 9. С. 684.
https://doi.org/10.7868/S0370274X18100119
28. *Kulikov A.G., Blagov A.E., Ilin A.S., Marchenkov N.V., Pisarevsky Yu.V., Kovalchuk M.V.* // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. P. 065106.
https://doi.org/10.1063/1.5131369
29. *Gorfman S., Schmidt O., Ziolkowski M., Kozierowski M., Pietsch U.* // Appl. Phys. 2010. V. 108. P. 064911.
https://doi.org/10.1063/1.3480996
30. *Graeff W., Materlik G.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1982. V. 195. P. 97.
https://doi.org/10.1016/0029-554X(82)90764-9
31. *Verbeni R., Sette F., Krisch H., Bergmann U., Gorges B., Halcoussis C., Martel K., Masciovecchio C., Ribois J.F., Ruocco G., Sinn H.* // J. Synchrotron Rad. 1996. V. 3. P. 62.
https://doi.org/10.1107/S0909049595015883
32. *Sette F., Ruocco G., Krisch M., Bergmann U., Masciovecchio C., Mazzacurati V., Signorelli G., Verbeni R.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 850.
https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.850
33. *Colella R., Luccio A.* // Opt. Commun. 1984. V. 50. P. 41.
https://doi.org/10.1016/0030-4018(84)90009-9
34. http://kcsni.nrcki.ru/pages/en/source/index.shtml
35. *Freund A., Schneider J.* // J. Crystal Growth. 1972. V. 13/14. P. 247.
https://doi.org/10.1016/0022-0248(72)90163-7
36. *Резвов В.А., Артемьев А.Н., Демкив А.А., Валентинов А.Г., Забелин А.В., Ковачев Г.А., Корчуганов В.Н., Крылов Ю.Н., Юпинов Ю.Л.* // ПТЭ. 2008. № 2. С. 47.
37. *Artemiev A.N., Krupin S.V., Podshibyakin V.D., Kharitonov A.D.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1991. V. A308. P. 459.
https://doi.org/10.1016/0168-9002(91)90694-L
38. *Марченков Н.В., Чуховский Ф.Н., Благов А.Е.* // Кристаллография. 2015. Т. 60. № 2. С. 194.
https://doi.org/10.7868/S0023476115020198
39. *Honnicke M.G., Cusatis C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. A73.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/10A/014

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 139–142

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621-83-52

СПОСОБ ПЕРЕДАЧИ СИГНАЛА В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОГО УРОВНЯ ПОМЕХ СО СТОРОНЫ МОЩНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКИ

© 2021 г. Е. В. Смолина

Институт лазерной физики СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б
e-mail: e.smolina@inbox.ru

Поступила в редакцию 29.07.2020 г.
После доработки 10.08.2020 г.
Принята к публикации 11.08.2020 г.

Проблема передачи сигналов на экспериментальных установках имеет особое значение для физики плазмы вследствие характерных мощных импульсных помех, вызываемых работой энергетического оборудования. В статье описан фильтр на основе широкополосного синфазного трансформатора, предназначенный для передачи сигналов на установке по моделированию солнечной плазмы КИ-1 Института лазерной физики СО РАН. Параметры плазмы, получаемой воздействием импульса мощного CO_2-лазера на твердотельную мишень, резко отличаются от параметров плазмы установок по удержанию, что обусловливает неприемлемость известных методов передачи сигналов на основе классических трансформаторов и оптронов. Наличие рентгеновского излучения также накладывает ограничения на применение оптоволоконных решений.

DOI: 10.31857/S0032816221010146

В состав энергетического оборудования установки КИ-1 входят следующие системы: генератор фоновой плазмы (θ-пинч), источник питания соленоида продольного магнитного поля, импульсный CO_2-лазер, электронный инжектор, источники питания магнитных систем мишеней и др. [1, 2]. Стандартной средой передачи сигналов на установке является коаксиальный кабель.

В цикле измерений эти системы запускаются в определенной последовательности, при этом коммутируются мощности до единиц мегаватт. Даже небольшая часть этой мощности, вытекающей за пределы одних систем, вызывает существенные проблемы в работе других. В первую очередь страдает синхронизация измерительных систем, принципиально работающих с малыми сигналами.

Под действием утечек мощности со стороны энергетических систем, в кабеле наводятся токи, которые можно разделить на две группы: токи, наведенные на внешней стороне оплетки кабеля, и токи, наведенные на внутренней поверхности оплетки и поверхности жилы кабеля [3]. Действие токов проявляет себя по-разному: ток, текущий по наружной стороне, стекает на корпус измерительного прибора, изменяя его потенциал относительно измеряемой цепи, и вносит ошибку в измерения, тогда как ток, наведенный на внутренней поверхности, может вызывать ложные запуски, полностью срывая процесс измерения. В данном контексте ток первого типа называется синфазной помехой, а второго – дифференциальной помехой [4].

В настоящее время система передачи импульсов синхронизации измерений (триггера) на установке КИ-1 Института лазерной физики (ИЛФ) СО РАН выполнена на основе коаксиального кабеля, сами импульсы триггера генерируются секвенсором на основе генераторов задержанных импульсов ГЗИ-6, размещенных в защищенном зале. Этот же секвенсор генерирует импульсы зажигания водородных тиратронов силовых цепей установки. Для ограничения уровня наведенного на оплетку кабеля тока используется дополнительное экранирование, а для ограничения области растекания наведенного тока используется развязывающее устройство на основе разделительного импульсного трансформатора. Однако достигнутый уровень надежности запуска измерительной аппаратуры оказался недостаточным, так как заметная часть измерений происходила не по триггеру, а по помехе от срабатывания тиратронов, в связи с чем было необходимо уменьшить проникновение помехи, не ухудшая точность привязки измерений к триггеру.

При анализе ситуации было выявлено, что основной проблемой является неидеальность применяемого развязывающего трансформатора, а именно, паразитная емкость между витками и об-

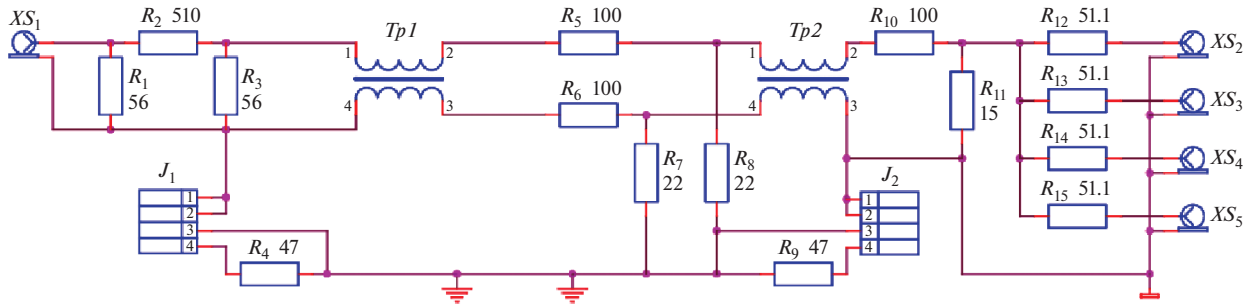

Рис. 1. Принципиальная схема согласующего устройства.

мотками [5]. Паразитная емкость позволяет напряжению помехи, наводящемуся на наружной стороне оплетки кабеля, проникать в виде тока на его внутреннюю сторону, т.е. преобразует синфазную помеху в дифференциальную.

При типичной для применяемых на КИ-1 ИЛФ СО РАН тиратронов скорости нарастания напряжения 10^{10} В/с и паразитной проходной емкости трансформатора 1 пФ ток дифференциальной помехи составит 10 мА на каждый вольт синфазной помехи, а соответствующее эквивалентное сопротивление проникновения будет составлять около 100 Ом. Для среды с характеристическим волновым сопротивлением 50 Ом это означает, что коэффициент проникновения помехи имеет значение приблизительно –10 дБ, что и объясняет неудовлетворительную работу цепей синхронизации измерительной аппаратуры.

Применение для синхронизации измерительных систем серийно выпускаемых оптронов интегральной компоновки бесперспективно, поскольку их паразитная емкость имеет величину, сравнимую с паразитной емкостью трансформатора – порядка 1 пФ, а следовательно, и проникновение помехи приблизительно –10 дБ. К тому же, если трансформатор передает сигнал триггера с ослаблением 0 дБ, то оптрон передает только 1% сигнала, т.е. –40 дБ. Очевидно, что оптрон существенно проигрывает трансформатору.

Для решения задачи надежной передачи сигнала триггера было использовано развязывающее устройство (фильтр) на основе широкополосного синфазного трансформатора на длинной линии [6, 7]. Устройство переносит сигнал триггера от потенциала кабельной линии, идущей из защищенного зала, к потенциалу экранированного объема на установке, в котором размещена измерительная аппаратура, а затем к потенциалам корпусов самой измерительной аппаратуры.

Соответственно устройство выполнено по двухкаскадной схеме, где первый каскад используется для получения нормализованного относительно местного потенциала экранированного объема квазидифференциального сигнала уменренной амплитуды, а второй каскад – для получения разветвленного сигнала с “мягкой” связью местного потенциала и корпусов регистрирующей аппаратуры. Его принципиальная схема приведена на рис. 1.

Разъем входного кабеля РК-50, приходящего из защищенного зала от секвенсора цикла измерений, на рис. 1 обозначен XS_1. Основную энергию импульса зажигания поглощает объемный угольный резистор R_1 (ТВО-2-56 Ом). Далее сигнал ослабляется делителем R_2, R_3 до ~60 В относительно оплетки входного кабеля, а перемычка (джампер) J_1, позволяет замыкать оплетку входного кабеля либо напрямую на корпус экранированного объема (Box Ground), либо через резистор R_4. Джампер J_1 необходим для быстрого определения природы наводки: проводя эксперимент по проникновению наводки в режимах короткого замыкания (к.з.) и холостого хода (х.х.), можно определить оптимальное сопротивление терминирующего резистора для синфазной моды. Обычно эта величина составляет десятки ом, и резистор R_4 = 47 Ом может оказаться если не оптимальным, то приемлемым. Если довлеющий источник энергии наводки – разность потенциалов концов кабеля, то предпочтительным окажется режим х.х. (снятый джампер), а в случае наводки по емкости на оплетку кабеля предпочтительной будет работа в режиме к.з. При комбинированной наводке оптимальным будет подключение резистора R_4.

Ослабленный до умеренной амплитуды сигнал подается на вход синфазного трансформатора *Tp1*, который выполнен двадцатью двумя витками бифилярно свитого провода МГТФ-0.05 с волновым сопротивлением искусственной линии ~100 Ом на четырех кольцах К10 × 7 × 6 из феррита М2000НМ-5. Симметричная структура выхода позволяет замкнуть остаточные токи синфазной моды на местную землю, независимо от токов сигнала триггера. Трансформатор пропускает сигнал дифференциальной моды без изменений, а для

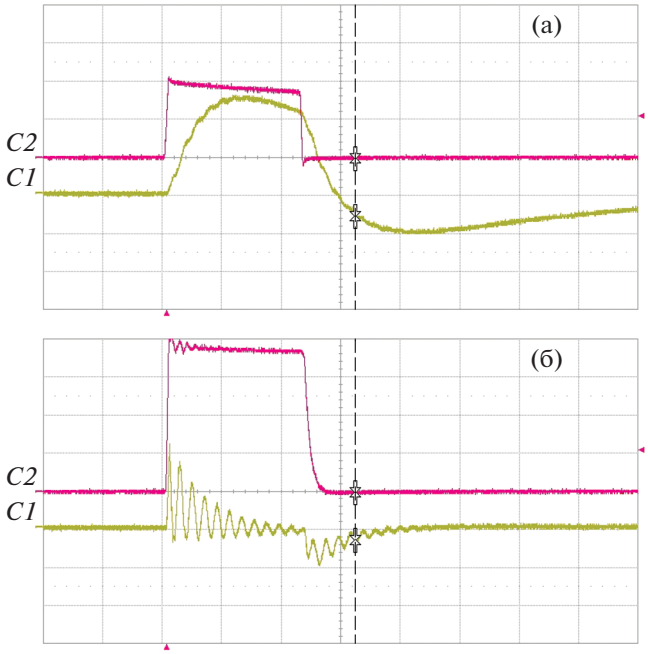

Рис. 2. Выходной сигнал развязывающего устройства на основе широкополосного импульсного трансформатора: **а** – дифференциальная мода, **б** – синфазная мода. Масштаб по вертикали: *C1* –5 В/деление, *C2* – 150 В/деление, по горизонтали – 500 нс/деление.

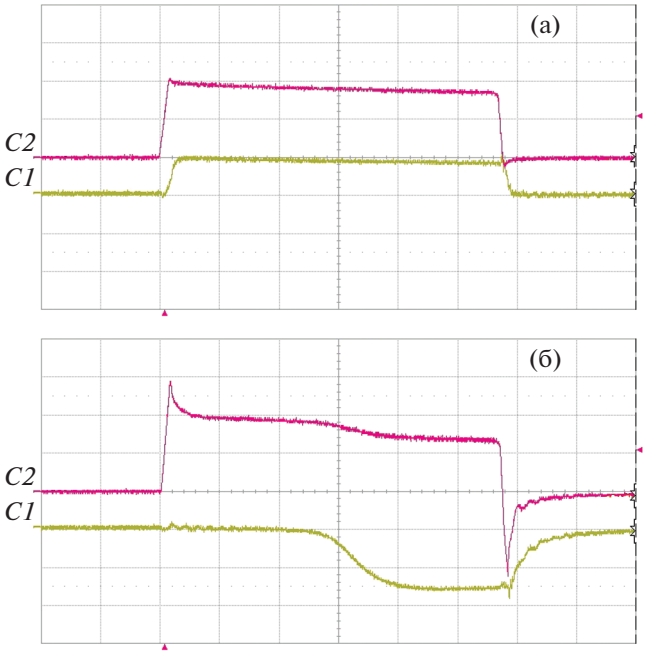

Рис. 3. Выходной сигнал второго каскада: **а** – дифференциальная мода, **б** – синфазная мода. Масштаб по вертикали: *C1* – 5 В/деление, *C2* – 150 В/деление, по горизонтали – 200 нс/деление.

сигнала синфазной моды представляет собой индуктивность.

Резисторами R_5–R_8 образован делитель с большим коэффициентом ослабления. Ослабление синфазной моды существенно выше, чем для дифференциального сигнала. Структура выбрана так, что на выходе каскада присутствует парафазный относительно местного потенциала корпуса экранированного объема сигнал размахом ±12 В. На рис. 2 приведены осциллограммы для выхода развязывающего устройства на основе широкополосного импульсного трансформатора. Луч *C1* – выходной сигнал первого каскада развязывающего устройства, луч *C2* – контрольный сигнал с выхода генератора, эквивалент 300 В, скорость развертки 500 нс/деление.

Второй каскад так же построен на основе синфазного трансформатора *Tp2*, идентичного по исполнению. Он принимает парафазный сигнал триггера и переносит его без изменения на потенциал корпусов измерительной аппаратуры, где с помощью резистивного делителя R_{10}, R_{11} амплитуда ослабляется до желательного уровня около 1–5 В, а затем через резисторы последовательного согласования R_{12}–R_{15} разветвляется на измерители. Так же, как и на входе, имеется перемычка J_2, позволяющая оптимизировать поведение уравнивающих токов, приходящих на корпуса измерителей по сигнальным кабелям со стороны датчиков.

На рис. 3 представлены осциллограммы сигналов с выхода одного из четырех идентичных друг другу кабелей. Луч *C1* – выходной сигнал второго каскада устройства, луч *C2* – контрольный сигнал с выхода генератора, эквивалент 300 В, скорость развертки 200 нс/деление, длительность фронта 20 нс.

Выводы. Спроектировано и изготовлено развязывающее устройство цепи передачи сигнала триггера для синхронизации системы регистрации установки КИ-1 ИЛФ СО РАН. Фронт дифференциального сигнала триггера по сравнению с исходным устройством улучшен на порядок – с 300 до 30 нс. Измеренное проникновение синфазной помехи с фронтом 20 нс в цепь сигнала не превышает –80 дБ, что существенно лучше –26 дБ для исходного устройства. Устройство испытано с синфазными импульсами амплитудой до 600 В. Продемонстрирована работоспособность устройств на основе синфазного трансформатора в условиях высоковольтных высокочастотных помех и существенно улучшены оба основных параметра. Достигнута надежная синхронизация системы регистрации установки КИ-1 в реальных условиях экспериментов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 18-12-00080.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Экспериментальный стенд КИ-1. https://www.rfbr.ru/rffi/ru/project_search/o_397828
2. *Смолина Е.В.* // ПТЭ. 2019. № 6. С. 46. https://doi.org/10.1134/S0032816219050264
3. *Денисенко В.* // Современные технологии автоматизации. 2006. № 2. С. 94.
4. *Гончаренко И.В.* Антенны КВ и УКВ. Часть 2. Основы и практика. М.: РадиоСофт, Журнал "Радио", 2005. https://www.livelib.ru/book/1000093878-antenny-kv-i-ukv-chast-2-osnovy-i-praktika-i-v-goncharenko
5. *Кондаков Е.В.* Учебно-методическое пособие к выполнению лабораторного практикума по курсу лекций "Теория электрических цепей" для студентов физического факультета ЮФУ, направлений подготовки "Радиофизика" и "Инфокоммуникационные технологии и системы связи". Ростов-на-Дону, 2014. С. 6.
6. *Ред Э.Т.* Справочное пособие по высокочастотной схемотехнике. М.: Мир, 1990. С. 12–20.
7. *Лондон С.Е., Томашевич С.В.* Справочник по высокочастотным трансформаторным устройствам. М.: Радио и связь, 1984.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 143–147

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.082.64

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ РУТЕНИЙ-ОКСИДНЫХ РЕЗИСТОРОВ

© 2021 г. С. А. Лемзяков[a,*], В. С. Эдельман[a]

[a] Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН
Россия, 119334, Москва, ул. Косыгина, 2

*e-mail: lemserj@gmail.com

Поступила в редакцию 10.11.2020 г.
После доработки 16.11.2020 г.
Принята к публикации 17.11.2020 г.

Изготовлены и исследованы болометры на основе промышленных плоскостных резисторов. В диапазоне частот 200–400 ГГц при рабочей температуре 0.3 К они показали чувствительность на уровне $6 \cdot 10^{-12}$ Ом/Вт (что при измерительном токе порядка 1 нА соответствует мощности поглощаемого излучения ~10 пВт) в динамическом диапазоне около 30 дБ. Сравнивая величину отклика приемника на падающее изучение с реакцией на изменение его сопротивления при увеличении мощности постоянного тока, возможно определение абсолютной мощности поглощаемого излучения с точностью 10–20%. Постоянная времени используемых рутений-оксидных приемников в зависимости от толщины подложки составляет ~0.1–2 с.

DOI: 10.31857/S0032816221020282

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании низкотемпературных приемников субмиллиметрового диапазона существует проблема измерения падающей на них мощности излучения. Связано это с тем, что при применении работающих при комнатной температуре генераторов типа ламп обратной волны (л.о.в.) или лавинно-пролетных диодов излучение проходит по тракту, содержащему окна или волноводы и фильтры, подавляющие тепловое излучение комнаты.

Часто используются расположенные в непосредственной близости от изучаемых приемников нагреваемые до 3–15 К источники теплового излучения с фильтрами, выделяющими узкий спектральный диапазон. Во всех этих случаях при зазорах, сравнимых или больших длины волны, между элементами тракта и в его деталях возникают интерференционные явления. В волноводах и тепловых фильтрах присутствует поглощение, которое может зависеть от температуры. Эти трудно контролируемые процессы могут приводить к сильно изрезанной характеристике прохождения излучения и к ослаблению его потока. Поэтому желательно как можно ближе к исследуемым образцам приемников помещать детекторы излучения с калибровкой по отклику на нагрев постоянным током. Такими приемниками могут служить дешевые плоскостные рутений-оксидные резисторы [1], свойства которых ранее изучены при температурах $T \sim 0.1$ К.

У толстопленочных рутений-оксидных резисторов сопротивление R быстро растет при понижении температуры в диапазоне 50 мК–1 К. Многолетний опыт массового использования подобных сопротивлений в качестве низкотемпературных термометров показывает, что их вольт-амперные характеристики практически не меняются ни от времени, ни при многократном термоциклировании. При низких температурах они чувствительны как к нагреву внешним излучением, так и к перегреву собственным измерительным током. Именно эта особенность позволяет использовать их в качестве болометров. Мощность, поглощаемую ими в поле излучения, можно определить, сравнивая изменение сопротивления приемника под воздействием излучения с изменением сопротивления при соответствующем нагреве протекающим током. Уровень поглощения и его зависимость от частоты вычисляются по электродинамическим характеристикам болометра. Результаты расчета приведены ниже (в работе [1] они не делались).

Болометр на основе рутений-оксидного резистора имеет при 0.1 К чувствительность порядка нескольких пиковатт. Однако при повышении температуры экспоненциально быстро падает значение dR/dT и одновременно пропорционально температуре растет теплопроводность подво-

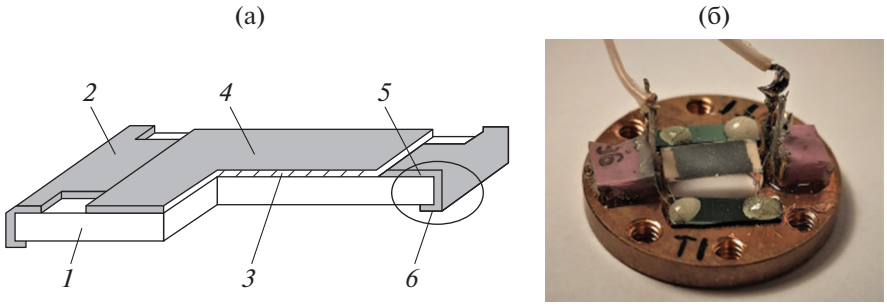

Рис. 1. а – схема устройства резистора: *1* – подложка; *2* – внутренние контакты из Ag–Pd; *3* – резистивный слой; *4* – защитный слой; *5* – слой никеля; *6* – внешние контактные площадки; **б** – внешний вид болометра.

дящих проводов. Целью данной работы было усовершенствовать конструкцию болометра и оценить его параметры при температуре порядка 0.3 K, достижимой в криостате откачки ^{3}He, при которой эксперименты проводятся значительно чаще, чем при более низких температурах.

КОНСТРУКЦИЯ БОЛОМЕТРА

В данной работе использовались резисторы Cinetech RMC-18. Информация об устройстве резисторов и используемых материалах была любезно предоставлена производителем и приведена в [1]. Схема резистора представлена на рис. 1а (по данным, полученным от изготовителя). Резистивный слой *3* толщиной 5 мкм из стекла с порошком оксида рутения нанесен на подложку из алюмооксидной керамики *1* с внутренними контактными площадками *2* из серебра с палладием, покрытыми слоем никеля *5*. Резист закрыт защитным слоем *4* из стекла. На внутренние контактные площадки напаяны внешние контактные площадки *6* из олова. Стеклянный защитный слой покрыт слоем из эпоксидной смолы с красителями.

Для изготовления болометров использовались резисторы номиналом (при комнатной температуре) 10 кОм. При таком сопротивлении слоя поглощение высокочастотного излучения мало. Поэтому для лучшего согласования с полем излучения на тыльную сторону резисторов напылялись в вакууме пленки нихрома с сопротивлением 200–400 Ом/□. У некоторых резисторов предварительно сошлифовывалась керамическая подложка до толщины 0.1 мм для уменьшения теплоемкости болометров. Это в несколько раз уменьшает время отклика на изменение мощности падающего излучения. Резистор подвешивался в окне медного держателя на четырех проволочках ∅50 мкм из NiTi в мельхиоровой оболочке. К резистору они припаивались оловянно-свинцовым припоем. С другой стороны проволочки фиксировались эпоксидом на изолирующих кремниевых площадках толщиной 0.3 мм, приклеенных эпоксидом к медному держателю (рис. 1б). Длина участков проволочек между резистором и местом фиксации на кремнии ~5 мм. Далее две из них соединялись с токоподводами. Медный держатель винтами крепился к холодному держателю образцов в криостате.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Работа болометра тестировалась в криостате на базе импульсной трубы с сорбционной откачкой паров ^{3}He. Температура была на уровне ~0.3 K. Излучение л.о.в. вводилось по круглому волноводу из нержавеющей стали ∅3.4 × 0.2 мм длиной примерно 0.5 м. Для блокирования теплового излучения из комнаты в волноводе было установлено несколько пробок из материала Gore-Tex. На этой же установке проводились исследования СИНИС-приемников излучения (СИНИС – сверхпроводник–изолятор–нормальный металл–изолятор–сверхпроводник), имеющих чувствительность более чем на порядок выше, чем болометр с рутений-оксидным резистором. Было установлено, что при поднесении к входному фланцу волновода окисленного до черноты жала паяльника, нагретого выше ~500 K, отклика СИНИС-приемника на его тепловое излучение не наблюдалось. Таким образом, тепловое излучение комнаты ослаблено до такой степени, что не могло заметно повлиять на результаты.

Измерение мощности излучения л.о.в., поглощаемой болометром, проводилось следующим образом. Сначала для конкретного болометра при выключенной л.о.в. при малых токах $I < 10$ нА, не вызывающих перегрева, определялась зависимость его сопротивления от температуры. Температура измерялась термометром LakeShore RX-102A (рис. 2). Отметим, что эта зависимость хорошо описывается законом Мотта $R(T) = R_0\exp(T_0/T)^x$ с параметрами $R_0 = 4.8$ кОм, $T_0 = 4.8$ K, $x = 0.38$. Такая зависимость характерна для рутений-оксидных резисторов [2]. Затем при установившейся температуре держателя $T_{exp} \approx 0.3$ K измерялась вольт-амперная характеристика при токах до несколь-

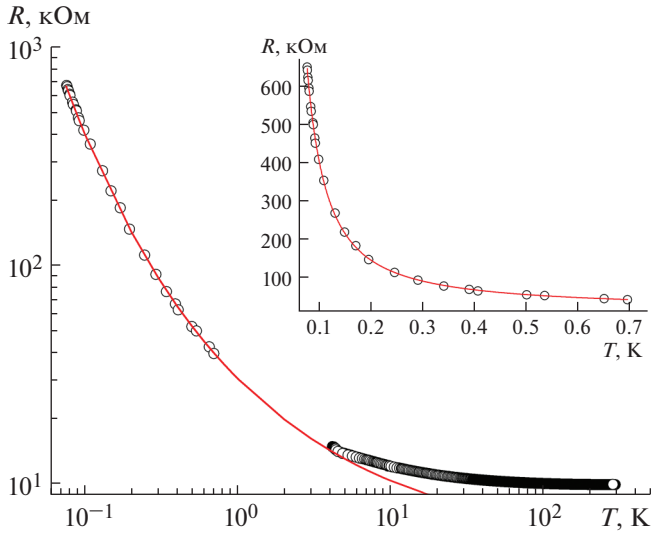

Рис. 2. Зависимость сопротивления R резистора от температуры T. Номинальное сопротивление при комнатной температуре – 10 кОм. Точки – эксперимент, линии – приближение законом Мотта $R(T) = R_0\exp(T_0/T)^x$.

ких микроампер, приводящих к перегреву резистора, и устанавливалась зависимость $W = UI$ от $R = U/I$ (рис. 3а). Отметим, что в отличие от результатов, полученных при температуре $T < 0.1$ K в работе [1], перегрев резистивного слоя относительно подложки при 0.3 K, обусловленный сопротивлением Капицы, на два порядка меньше, и он практически не влияет на результаты. При включении л.о.в. при заданном уровне сигнала, регулируемом аттенюатором в тракте, измерялось соответствующее значение сопротивления. По калибровочной кривой рис. 3а определяется мощность излучения, поглощаемого болометром, а по рис. 2 – текущая температура T болометра. Отметим, что для болометра описанной конструкции чувствительность тем выше, чем лучше он теплоизолирован от подложки, но тем больше время установления стационарного состояния. Постоянная времени (параметр τ экспоненциального изменения температуры $\sim\exp(-t/\tau)$ при изменении падающей на приемник мощности) таких болометров в зависимости от толщины подложки (и, соответственно, теплоемкости резистора) составляет 0.1–2 с. Критерием того, что полученные данные соответствуют стационарному состоянию, является отсутствие гистерезиса при увеличении и уменьшении измерительного тока. Теплоотвод от болометра определяется подвесом из проволочек, причем теплопроводность сверхпроводника пренебрежимо мала, и поток тепла идет по нормальному металлу, занимающему половину сечения проволоки, и он определяется соотношением $P = a(T_0^2 - T_{\exp}^2)$. Результаты, приведенные на рис. 3б, подтверждают корректность описанной процедуры.

Для того чтобы оценить полную мощность, падающую на приемник, необходимо знать его коэффициент поглощения $A(f)$. Зная параметры резистора и пленки нихрома, его можно рассчитать. Отметим, что при длинах волн, существенно меньших латеральных размеров, и при однородных в таких масштабах пленках дисперсия погло-

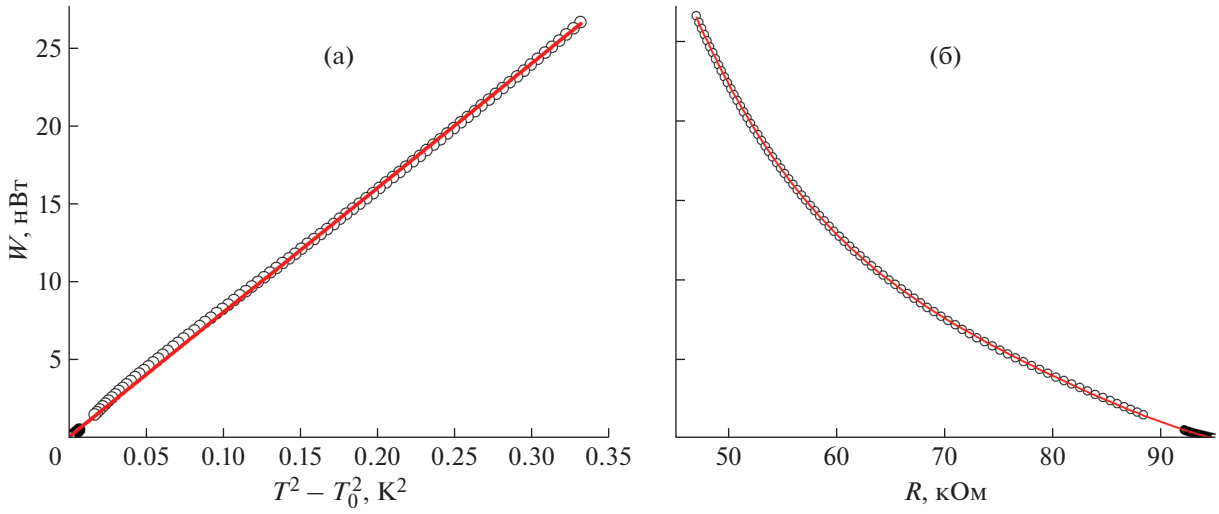

Рис. 3. Зависимости мощности нагрева измерительным током W: **а** – от разности квадратов температур резистора и держателя образцов $T^2 - T_0^2$ (точки – эксперимент, линия – аппроксимация линейной зависимостью), **б** – от сопротивления резистора R (точки – эксперимент, линия – аппроксимация полиномом четвертой степени). Оба графика построены для одного и того же резистора при температуре подложки $T_0 = 0.31$ K.

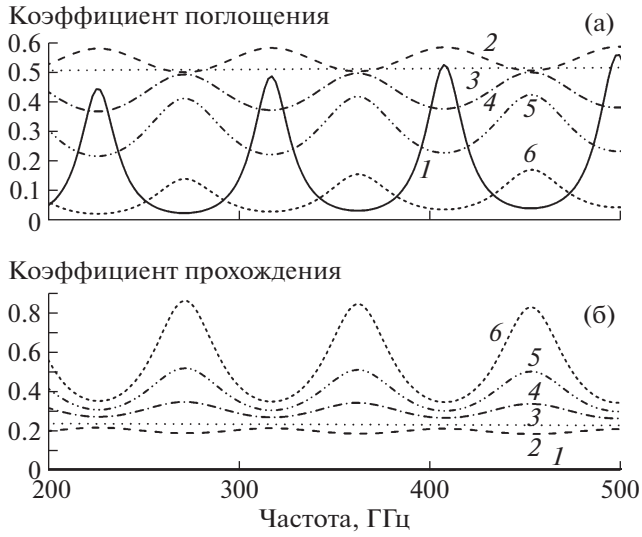

Рис. 4. Расчетные коэффициенты поглощения (**а**) и прохождения (**б**) в зависимости от частоты при комнатной температуре для резисторов номиналом 10 кОм и толщиной 0.55 мм для различных значений сопротивления поглощающей пленки (в Ом/□): *1* – 0, *2* – 150, *3* – 183.5, *4* – 300, *5* – 600, *6* – без пленки.

щения связана только с интерференцией в подложке резистора. При расчете использован метод трансфер матриц (transfer matrix method), применимый к тонким проводящим слоям [3] на подложках с известными оптическими свойствами материала в интересующем нас диапазоне частот от 100 ГГц до 1 ТГц. Для алюмооксидной керамики в работах [4, 5] приведены результаты измерений показателя преломления n и коэффициента поглощения материала κ, мало отличающиеся от аналогичных свойств монокристаллического сапфира с показателем преломления $n \approx 3$ и коэффициентом поглощения при комнатной температуре $\kappa \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Согласно работе [6], при охлаждении до гелиевых температур n меняется незначительно, а поглощение падает на порядок и практически не оказывает влияния на результаты. При расчете считалось, что толщина резистивного слоя, пленки нихрома и защитных слоев много меньше и глубины скин-слоя, и длины волны, и толщины керамики, и учитывалась только интерференция в керамической подложке. Излучение падало на болометр из торца волновода, расположенного на расстоянии нескольких миллиметров от него. Поэтому влиянием металлизации на торцах резистора можно пренебречь. Результаты расчета поглощения и прохождения при нескольких значениях проводимости слоев представлены на рис. 4.

Отметим, что напыление пленки нихрома приводит к увеличению коэффициента поглощения. При ее оптимальном сопротивлении ~185 Ом/□ интерференция подавлена, а коэффициент поглощения A близок к 0.5 и слабо растет с частотой из-за поглощения в подложке. Естественно, при охлаждении этот тренд практически исчезает. Важно отметить, что подобный результат достигается при правильной ориентации резистора – излучение должно падать на резистивный слой, поглощающая пленка при этом находится с его тыльной стороны.

Описываемый болометр предназначен для формирования сигнала сравнения при исследовании низкотемпературных приемников, на порядки более чувствительных. У них при тех потоках излучения, при которых отклик болометра заметно превышает шумы, как правило, наступает насыщение. Поэтому представляется целесообразным располагать их по ходу луча последовательно один над другим. При этом они могут быть расположены максимально близко, и болометр заодно будет в несколько раз ослаблять мощность излучения, попадающего на приемник. Поэтому мы провели испытание болометров в такой конфигурации: расположение двух болометров один над другим на расстоянии ~3 мм. Сборка была изготовлена из резисторов 6.4 × 3.2 × 0.55 мм с поглощающей пленкой сопротивлением 300–400 Ом/□ на постоянном токе. Сопротивления резисторов при температуре 0.3 К составляли 169 кОм и 115.5 кОм. Уровень шума измеряемого на постоянном токе напряжения в этих экспериментах составляет несколько микровольт и в первую очередь определяется помехами при работе импульсной трубы, наводками и собственными шумами предусилителя. Такой уровень шумов задает точность измеряемого сопротивления резисторов на малых токах ±50 Ом. Точность измерений может быть улучшена на один-два порядка при питании резисторов переменным током и синхронном детектировании сигнала.

На рис. 5б представлены результаты измерения поглощенной мощности W резисторами в зависимости от коэффициента ослабления аттенюатора для частоты падающего излучения 300 ГГц. Небольшое различие зависимостей при увеличении и уменьшении мощности сигнала, по-видимому, отражает люфт аттенюатора. Мощность, поглощаемая нижним резистором, в диапазоне 200–380 ГГц в среднем в 2.5 раза меньше мощности, поглощаемой верхним резистором. На рис. 5а приведена зависимость отношения поглощаемых резисторами мощностей от частоты.

На этой зависимости (графике кривой *1* на рис. 5а) хорошо заметны периодические изменения с частотой, связанные с интерференцией излучения внутри приемного резистора. Характер этих изменений согласуется с расчетом (кривая *2*), полученным описанным выше способом. При расчете оба резистора считались одинаковыми, учитывалась только интерференция внутри каждого из резисторов, интерференцией при переот-

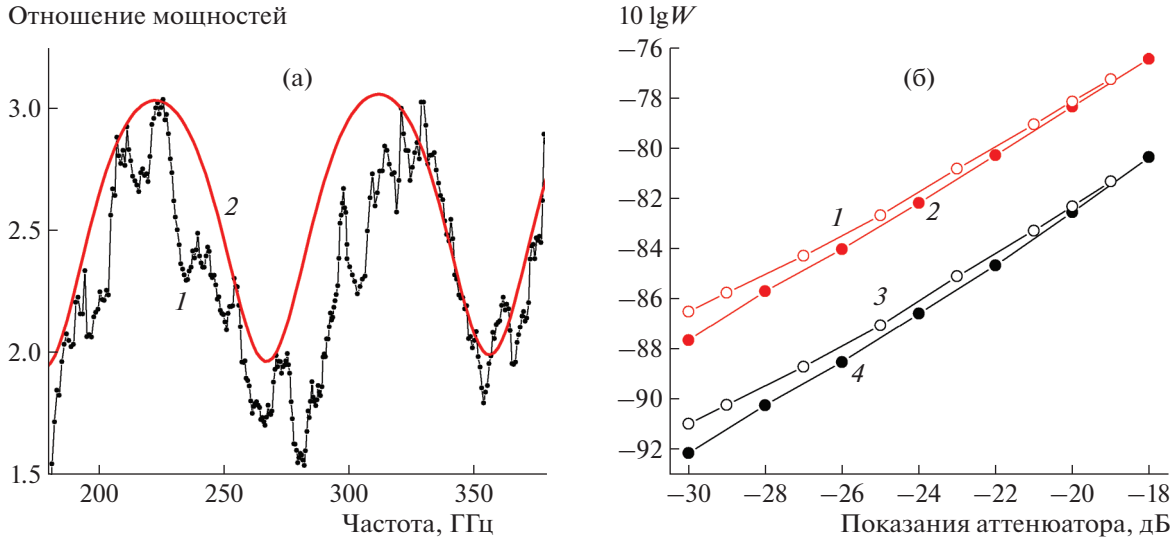

Рис. 5. а – зависимость отношения поглощенной мощности излучения верхним резистором к мощности, поглощенной нижним резистором, от частоты (*1*), *2* – расчетная зависимость; **б** – зависимости 10lg(*W*) поглощенной мощности *W* верхним (*1*, *2*) и нижним (*3*, *4*) резисторами для различных значений коэффициента ослабления аттенюатора на частоте 300 ГГц: при его увеличении (*1*, *3*) и уменьшении (*2*, *4*).

ражениях между резисторами пренебрегалось. Отсутствие осцилляций с примерно вдвое меньшим периодом, которые могли бы отвечать интерференции в зазоре, оправдывает такое приближение. Хорошее согласие достигается, если считать сопротивление пленки равным ~600 Ом/□.

Контрольное измерение интерференционной картины при прохождении излучения через эти же болометры на фурье-спектрометре при комнатной температуре с точностью порядка 10% согласуется с этим значением сопротивления. Можно предположить, что импеданс пленок на высоких частотах превышает сопротивление на постоянном токе из-за возможных вариаций их толщины из-за мелкозернистой структуры керамической подложки. Полученные результаты показывают, что параметры низкотемпературных приемников субмиллиметрового диапазона могут быть заметно улучшены, если провести экспериментальный подбор толщины поглощающей пленки, обеспечивающий подавление интерференции в подложке.

Таким образом, описанная методика позволяет с точностью порядка 10–20%, определяемой точностью расчета поглощения излучения болометром, измерять абсолютную мощность субмиллиметрового излучения, падающего на исследуемые приемники. Чувствительность болометров при 0.3 K порядка 10 пВт, постоянная времени 0.2–1 с.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность М.А. Тарасову за обсуждение, А.М. Чекушкину за помощь в напылении поглощающих пленок и М.А. Белянчикову за помощь в шлифовке резисторов и измерении их коэффициента прохождения при комнатной температуре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лемзяков С.А., Эдельман В.С.* // ПТЭ. 2016. № 4. С. 146. https://doi.org/10.7868/S0032816216040248
2. *Grimaldi C., Ryser P., Strässler S.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. № 7. P. 4164. https://doi.org/10.1063/1.1290738
3. *Zhan T., Shi X., Dai Y., Liu X., Zi J.* // J. Phys.: Condensed Matter. 2013. V. 25. № 21. P. 215301. https://doi.org/10.1088/0953-8984/25/21/215301
4. *Worrell C.A.* // J. Materials Sci.ence. 1986. V. 21. № 3. P. 781.
5. *Nuzhnyy D., Petzelt J., Borodavka F., Vaněk P., Šimek D., Trunec M., Maca K.* // Physica status solidi (B). 2017. V. 254. № 5. P. 1600607. https://doi.org/10.1002/pssb.20160060
6. *Loewenstein E.V., Smith D.R., Morgan R.L.* // Appl. Opt. 1973. V. 12. № 2. P. 398.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 148–150

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 556.08

СИСТЕМА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ БРЫЗГ ПРИ ВЕТРОВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

© 2021 г. А. А. Кандауров, Д. А. Сергеев, Ю. И. Троицкая

Поступила в редакцию 18.08.2020 г.
После доработки 23.08.2020 г.
Принята к публикации 26.08.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816221010286

Для моделирования процессов взаимодействия атмосферы и гидросферы в лабораторных условиях широко используются ветроволновые каналы. Вне зависимости от конструкции и характеристик в их состав обычно входят стандартное оборудование, включая системы подготовки воздушного потока, элетромеханические волнопродукторы, системы регулирования температуры воды и воздуха в канале и т.д. В последнее время значительное внимание уделяется исследованию механизмов генерации и брызг, так как они играют важную роль в процессах обмена (импульсом, теплом, влагой) между атмосферой и гидросферой, особенно при ураганных условиях [1]. Наблюдения [2] показывают, что основной процесс образования брызг может быть связан с появлением мелкомасштабного возвышения на водной поверхности, из которого затем ветром раздувается купол тонкой пленки, окруженной более толстым “ободком”, и в конце лопается, образуя сотни брызг. Спорадический характер образования брызг в естественных условиях затрудняет детальное исследование процессов и набор необходимого ансамбля для последующей статистической обработки.

В данной работе описана электронно-гидравлическая импульсная система искусственного инициирования генерации брызг и его видеорегистрации в условиях лабораторного моделирования на ветроволновом термостратифицированном канале – в.в.т.с.к. (рис. 1). Она обеспечивает создание затравки – возвышения на поверхности, из которого образуются брызги. Сигналы включения и отключения клапанов, насоса и камеры подаются с контроллера Arduino со специальной программой. Ранее в работе [2] было отмечено, что брызги образуются на гребнях волн. Таким образом, нам необходимо было обеспечить инициирование возмущения на поверхности при необходимой фазе волны (гребня). Для этого в систему включен струнный волнограф, расположенный в непосредственной близости к области наблюдения, на расстоянии 5 см (см. рис. 1). На рис. 2а приведена схема гидравлической части системы искусственного создания возмущения свободной поверхности, которая функционирует следующим образом.

В начале клапан *3* (рис. 2а) открывается на 3.3 с, и вся система прокачивается от пузырьков и наполняется водой, забираемой насосом *9* за время 3 с, при закрытом клапане *4*. Далее выдерживается пауза, во время которой в течение 1 с с помо-

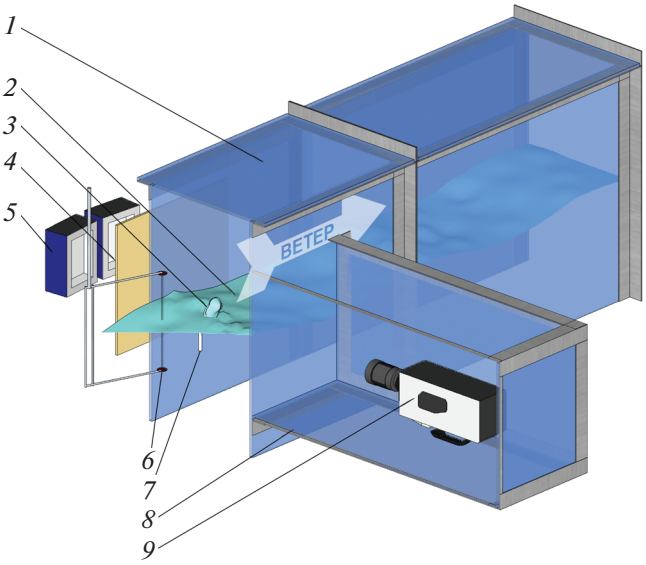

Рис. 1. Схема системы моделирования генерации брызг на каналах включая систему видеорегистрации на примере тестового эксперимента в.в.т.с.к. *1* – корпус канала; *2* – взволнованная поверхность; *3* – искусственное возмущение на поверхности, при котором образуются брызги; *4* – матовый экран; *5* – светодиодные светильники; *6* – струнный волнограф; *7* – сопло для создания возмущения поверхности; *8* – герметичный бокс; *9* – камера.

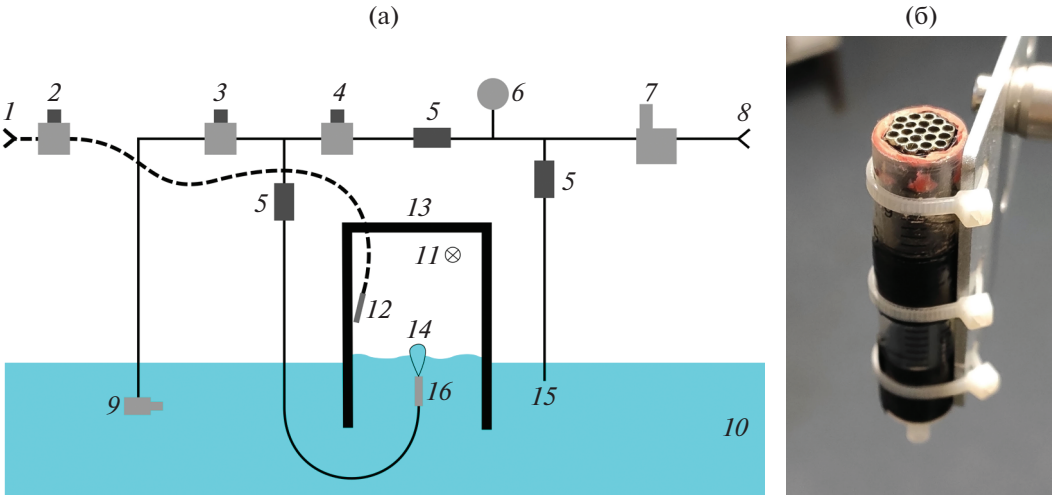

Рис. 2. а – схема гидравлической части в сечении канала (*1* – сжатый воздух; *2* – клапан сдува; *3* – клапан прокачки; *4* – клапан затравки; *5* – регулирующие вентили; *6* – манометр, *7* – редуктор; *8* – водопровод; *9* – насос прокачки; *10* – поверхность воды; *11* – направление ветра в канале; *12* – сопло сдува капель; *13* – стенка канала, *14* – возмущение поверхности; *15* – дренаж; *16* – сопло для создания возмущения на поверхности); **б** – внешний вид сопла.

щью подачи сжатого воздуха под давлением 5 бар через сопло с внутренней поверхности боковой стенки канала удаляются мешающие обзору камеры капли воды, образующиеся от волн и брызг естественным образом.

После этого система находится в режиме ожидания команды на инициирование возмущения. Эта команда выдается на основе результатов обработки сигнала с волнографа, которая выполняется в реальном времени следующим образом. С помощью программного обеспечения с частотой 300 Гц контроллер анализирует сигнал с волнографа, сглаживая его с помощью экспоненциальной фильтрации. Одновременно выполняются две процедуры фильтрации с разными постоянными времени: медленная с постоянной времени 30 с, много большей периода волны для определения значения сигнала волнографа, соответствующего среднему положению поверхности; и быстрая с постоянной времени 0.1 с для определения текущего положения поверхности с фильтрацией шумов исходного сигнала.

Контроллер детектирует проход гребня волны через волнограф по наличию локального максимума по трем точкам в быстро сглаженном сигнале при условии превышения среднего уровня поверхности. После того, как контроллер детектировал прохождение гребня волны через волнограф, делается пауза длительностью 400 мс, чтобы гребень прошел расстояние до места расположения сопла. После заданной паузы на 20 мс открывается клапан *4*. При этом вода из штатного водопровода через редуктор под давлением 3 бар поступает через регулировочные вентили в систему и выталкивает жидкость, которой заполнена система, из-под поверхности воды через подводное сопло, инициируя возмущение на поверхности.

Сопло, представляющее собой трубку внутренним диаметром 1 см, располагалось вертикально на расстоянии 15 мм от поверхности. На конце сопла установлен хонейкомб, обеспечивающий однородный П-образный профиль вертикального течения возмущения (см. рис. 2б). Дренаж *15* (рис. 2а) необходим для корректной работы редуктора с поддержанием постоянного давления, которое контролируется манометром *6*. Видеорегистрация также запускается по команде контроллера: триггер сигналом через 60 мс после открытия клапана *4* для создания возмущения. В наших тестовых экспериментах она велась сбоку (см. рис. 1) скоростной камерой NAC Memrecam HX-3 с частотой съемки 3990 кадров/с, выдержкой 50 мкс, разрешением 2560 × 960 пикселей. Давление на редукторе, параметры сопла и временные интервалы работы элементов системы были подобраны по результатам анализа видеосъемки процесса. Она протестирована в экспериментах на ветроволновом термостратифицированном канале ИПФ РАН (см. [3]).

На рис. 3 показан пример последовательности полученных изображений процесса образования брызг из искусственно инициированного возмущения на волне в в.в.т.с.к., которые сравниваются с полученными ранее естественным образом в работе [2].

Основные технические характеристики. Рабочее давление воды в гидравлической системе 3 бар. Хонейкомб на конце сопла состоит из тонкостенных (0.1 мм) трубочек ∅2 мм. Характерная ширина затравки искусственного возмущения составила

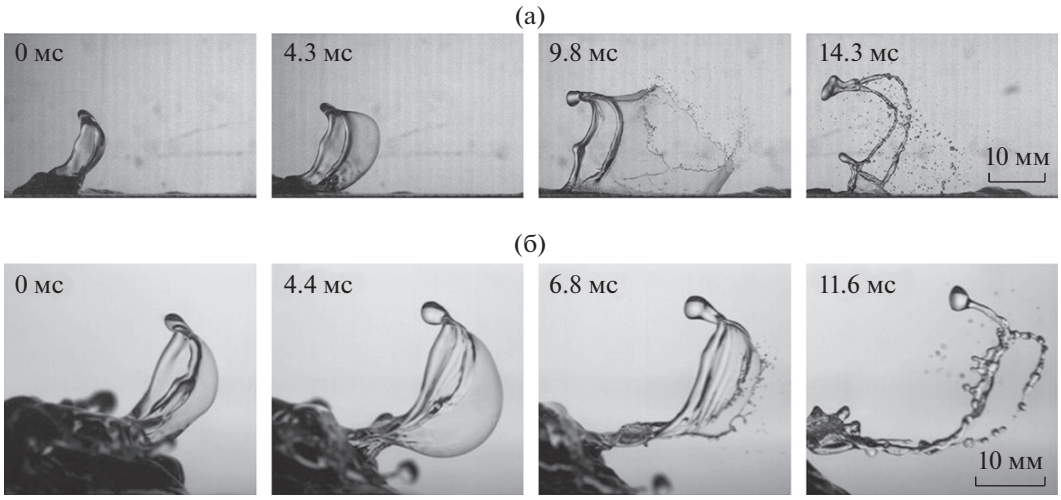

Рис. 3. а – последовательность кадров высокоскоростной съемки образования брызг из искусственного возмущения в экспериментах на в.в.т.с.к.; **б** – образование брызг естественным образом [2].

1 см, что соответствует естественным условиям. Минимальный период повторения искусственного возмущения 5.62 с.

Подобной системой генерации можно оснастить практически любой ветроволновой канал, а также использовать в различных экспериментальных задачах многофазной термогидродинамики.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 19-17-00209 (разработка аппаратной части системы искусственной генерации), проектов РФФИ 18-35-20068, 19-05-00249, 18-05-60299 (разработка системы оптической схемы видеорегистрации), работа Кандаурова А.А. была поддержана грантом Президента молодым ученым МК-3184.2019.5. Эксперименты выполнены на уникальной научной установке “Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Veron F.* // Annu. Rev. Fluid Mech. 2015. V. 47. P. 507.
2. *Troitskaya Yu.I., Kandaurov A.A., Ermakova O.S., Kozlov D.S., Sergeev D.A., Zilitinkevich S.S.* // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 1614. https://doi.org/10.1038/s41598-017-01673-9
3. *Troitskaya Yu.I., Sergeev D.A., Kandaurov A.A., Baidakov G.A., Vdovin M.A., Kazakov V.I.* // J. Geophys. Res. Ocean. 2012. V. 117. № C11. P. C00J21. https://doi.org/10.1029/2011JC007778

Адрес для справок: Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46, Институт прикладной физики РАН. E-mail: daniil@appl.sci-nnov.ru

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 151–152

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 534.222.2+551.463.2

АППАРАТУРНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ МНОГОЧАСТОТНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ МОРСКОЙ СРЕДЫ

© 2021 г. И. В. Корсков

Поступила в редакцию 01.10.2020 г.
После доработки 06.10.2020 г.
Принята к публикации 07.10.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816221020063

Комплекс предназначен для многочастотного акустического зондирования морской среды. Комплекс содержит процессор управления и обработки, тракт излучения зондирующих импульсов и тракт приема, выполненный на базе цифрового синтезатора частот, который генерирует набор частот, равный числу рабочих частот антенны. Применение цифрового синтезатора частот в схеме гетеродинного преобразования сигналов расширяет функциональные возможности комплекса за счет формирования любого числа измерительных каналов под акустическую антенну с любым набором рабочих частот.

Для дистанционного определения в морской воде неоднородностей с резонансными свойствами, таких как газовые пузырьки, рыбы с плавательным пузырем, отдельные виды планктона, содержащие газовые пузырьки (сифонофоры) и др., разработаны методы многочастотного акустического зондирования [1, 2]. Изучение рассеяния звука на различных частотах позволяет определить функцию распределения таких включений по размерам [1, 2].

Основы построения систем многочастотного акустического зондирования описаны в [1, 2]. В системе многочастотного акустического зондирования обычно имеется набор излучателей с определенным количеством рабочих частот, набор соответствующих узкополосных фильтров, многоканальные усилители, сложные системы обработки информации, что приводит к существенному усложнению и удорожанию аппаратурного комплекса. В работе [3] предложен метод временного разделения частот, который позволяет частично упростить схему и улучшить ситуацию с обработкой акустической информации. Основным недостатком типичного комплекса акустического зондирования является необходимость перестройки фильтров (или их замены) при изменении рабочих частот акустической антенны, а также при замене отдельных излучателей необходимость заново калибровать тракт приема.

Улучшить характеристики комплекса можно путем применения в тракте приема гетеродинного преобразования частот. Традиционные схемы приемных трактов с гетеродинным преобразованием частот используют для настройки на нужную частоту перестройку частоты гетеродина для получения в смесителе так называемой промежуточной частоты [4]. В системе многочастотного акустического зондирования обычно имеется набор излучателей с определенным количеством рабочих частот, поэтому для гетеродинного преобразования требуется соответствующее количество частот гетеродина. Цифровые генераторы (синтезаторы частот) позволяют формировать сигнал в виде суммы необходимого числа частот для гетеродинного преобразования. Эта сумма частот постоянно генерируется в течение всего цикла измерений и присутствует на первом входе перемножителя сигналов (смесителя). При зондировании импульсами одной из рабочих частот многоканальной системы и подаче принимаемых сигналов на второй вход смесителя, на первом входе смесителя всегда присутствует одна из частот гетеродина, которая при перемножении дает промежуточную (разностную) частоту приемного тракта [5, 6]. При зондировании импульсами следующей частоты в сигнале гетеродина также найдется соответствующая частота, позволяющая передать принятый сигнал в приемный тракт промежуточной частоты.

Таким образом, гетеродин приемного тракта не перестраивается, но всегда выдает нужную для работы тракта приема частоту. Теперь сигналы всех частот переносятся на одну промежуточную частоту и усиливаются селективным усилителем с высокой избирательностью. Это исключает задержку на время переключения частоты гетеродина, учет неравномерности амплитудно-частотной характеристики приемного тракта, обычно связанной с перестройкой частоты, повышает стабильность работы усилителя. После усиления и фильтрации сигналы промежуточной частоты оцифровываются аналого-цифровым преобразо-

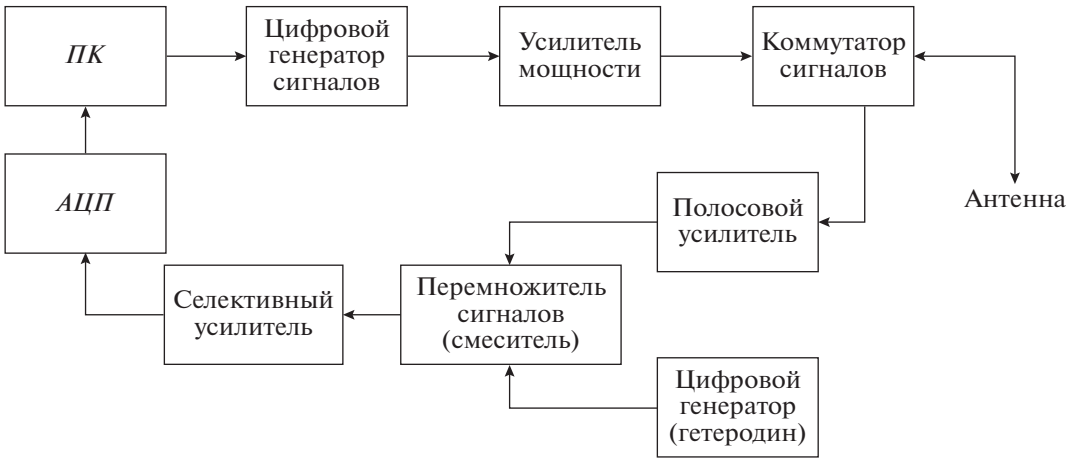

Рис. 1. Функциональная схема аппаратного комплекса для многочастотного зондирования морской среды. *ПК* – процессор управления и обработки, *АЦП* – аналого-цифровой преобразователь.

вателем и поступают для дальнейшей обработки в процессор. Поскольку порядок частот зондирования, генерируемых генератором акустических сигналов, известен, то и порядок поступающих на антенну сигналов рассеяния и отражения определен. Функциональная схема берегового комплекса системы многочастотного зондирования представлена на рис. 1.

Тракт излучения не изменен, описан в [3, 5], работает в режиме последовательных посылок, прием отраженных и рассеянных сигналов проводился через диодный коммутатор сигналов. В полосовом усилителе происходит ограничение полосы пропускания частот до рабочего диапазона антенны и предварительное усиление сигналов.

Описанная схема реализована на морской экспериментальной станции ТОИ ДВО РАН в бухте Витязь залива Петра Великого Японского моря. Донная станция оснащена антенной, установленной на дно бухты, с тремя излучателями с рабочими частотами 519, 216 и 138 кГц. Береговой аппаратурный комплекс обеспечивает излучение, прием и обработку акустических сигналов многочастотной антенны донной станции.

В качестве полосового усилителя применен селективный нановольтметр UNIPAN SN-232 (Польша) с регулируемой полосой пропускания верхних и нижних частот. Генератор сигналов произвольной формы ГСПФ-053 выполнял функцию гетеродина – синтезатора частот. Смеситель выполнен на микросхеме перемножителя AD633 фирмы Analog Devices. Сигналы промежуточной частоты усиливались селективным усилителем SN-233 (Польша) с диапазоном частот до 150 кГц и селективностью до 54 дБ на октаву.

При использовании антенны с другими рабочими частотами или замене излучателей требуется только изменить набор частот гетеродина без замены усилителей и фильтров. Другим важным моментом является понижение частоты сигнала при гетеродинировании в нашем случае почти в 3.5 раза (с 519 до 150 кГц), что позволяет использовать более низкочастотные усилители и *АЦП* и экономить ресурсы компьютера. Аппаратурный комплекс для системы многочастотного акустического зондирования морской среды защищен патентом на полезную модель [6].

Работа выполнена по госзаданию № 0271-2019-0009 и частично поддержана грантами РФФИ № 17-02-00561а и программы “Дальний восток” № 18-I-004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Андреева И.Б.* // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 437–444.
2. *Farmer D., Vagle S.* // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. C12054.
3. *Буланов В.А., Корсков И.В.* // ПТЭ. 2009. № 3. С. 120.
4. *Колосовский Е.А.* Устройства приема и обработки сигналов. М.: Изд-во Горячая линия – Телеком, 2012.
5. *Буланов В.А., Корсков И.В., Соседко С.Н., Стороженко А.В.* // ПТЭ. 2020. № 3. С. 131. https://doi.org/10.31857/S0032816220030167
6. *Корсков И.В.* Патент на полезную модель 199 731 РФ. МПК G 01 S 15/02 (2006.01) // Опубл. 16.09.2020. Бюл. № 26.

Адрес для справок: Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43, Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, лаборатория гидрофизики. Тел.: 423 2374913. Факс: 423 2312573. E-mail: i_korskov@poi.dvo.ru

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 153–154

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621.317+612.8

УСТРОЙСТВО ВВОДА ОТВЕТОВ ДЛЯ ПСИХОФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

© 2021 г. В. О. Молодцов, В. Ю. Смирнов, С. Д. Солнушкин, В. Н. Чихман

Поступила в редакцию 13.10.2020 г.
После доработки 28.10.2020 г.
Принята к публикации 03.11.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816221020178

Устройство MD74 предназначено для ввода ответов наблюдателей на предъявляемый зрительный стимул при проведении психофизических экспериментов. Устройство содержит четыре эргономичные кнопки и подключается к компьютеру по USB-интерфейсу.

Психофизические зрительные эксперименты предполагают ввод в компьютер ответов наблюдателя на предъявляемый на дисплее стимул. В ряде случаев желательно обеспечить максимальную концентрацию внимания наблюдателя на стимуле и наиболее точное измерение времени реакции.

Часто в психофизических экспериментах для ввода ответов используют стандартную клавиатуру. При этом некоторые наблюдатели время от времени переводят взгляд с экрана на клавиатуру для контроля выбора нужной клавиши. Трата времени на поиск нужной клавиши недопустима. Использование клавиатуры обеспечивает разрешение по времени в случае USB в пределах 10–12 мс, а в случае PS2 – в пределах 20–35 мс. Известные кнопочные пульты, ориентированные на психофизические зрительные эксперименты, производятся за рубежом и характеризуются высокой стоимостью (RB-540, Cedrus, USA; CT-6, CRS Ltd, GB).

Для обеспечения эффективного (экономичного и эргономичного) ввода ответов наблюдателей в психофизических зрительных экспериментах разработано устройство MD74 с передачей данных в компьютер по USB-интерфейсу. На рис. 1 представлены внешний вид устройства и его принципиальная схема. Пульт MD74 содержит четыре высококачественные кнопки ∅25 мм, расположенные в форме перекрестия и установленные на прочной металлической коробке размером 140 × 130 мм. Расстояние между центрами кнопок 95 и 85 мм. Пульт с малым числом кнопок упрощает формирование инструкций для наблюдателя. Пульт может использоваться для различных процедур в психофизических экспериментах, включая простой принудительный выбор или пошаговое изменение параметров стимула для нахождения пороговых значений.

При взаимодействии с компьютером MD74 представляет собой USB Custom HID устройство, обмен данными с которым осуществляется путем отправки и получения отчетов (HID Reports) в режиме запрос-ответ. Устройство не требует специального драйвера, так как HID-класс является для операционной системы стандартным классом USB-устройств.

Отличительной особенностью MD74 является его реализация на базе микроконтроллера STM32F042F4 (STM, Switzerland), обеспечивающего передачу состояния кнопок в компьютер в соответствии с протоколом интерфейса USB. Данный микроконтроллер имеет встроенный *RC*-генератор на 48 МГц, подстраиваемый от сигнала SOF (Start of Frame), посылаемого компьютером при связи по USB Full speed в начале каждого фрейма, следующего с частотой 1 кГц. Это позволяет не устанавливать внешний кварцевый резонатор и минимизировать ошибку частоты, уравнивая частоту микроконтроллера с частотой компьютера, что повышает точность измерения времени реакции.

Микрокод для функционирования микроконтроллера D_1 (STM32F042F4) разработан на языке C++ в среде IAR Embedded Workbench for ARM (IAR, Sweden) с использованием библиотеки USB, созданной фирмой STM. Стабилизатор напряжения A_1 (ADP3330ARTZ, Analog Devices) служит для получения напряжения питания 3.3 В для микроконтроллера, программируемого через технологический разъем X_3. После открытия устройства с VID = 0483h, PID = 5750h и Product string “MD74” можно посылать HID-запросы с частотой до 1 кГц, что обеспечивает высокое разрешение для измерения времени реакции. После отправки запроса устройство вернет ответ с ID = 1 в первом байте и с состоянием кнопок во втором. Байт состояния кнопок представляет собой бито-

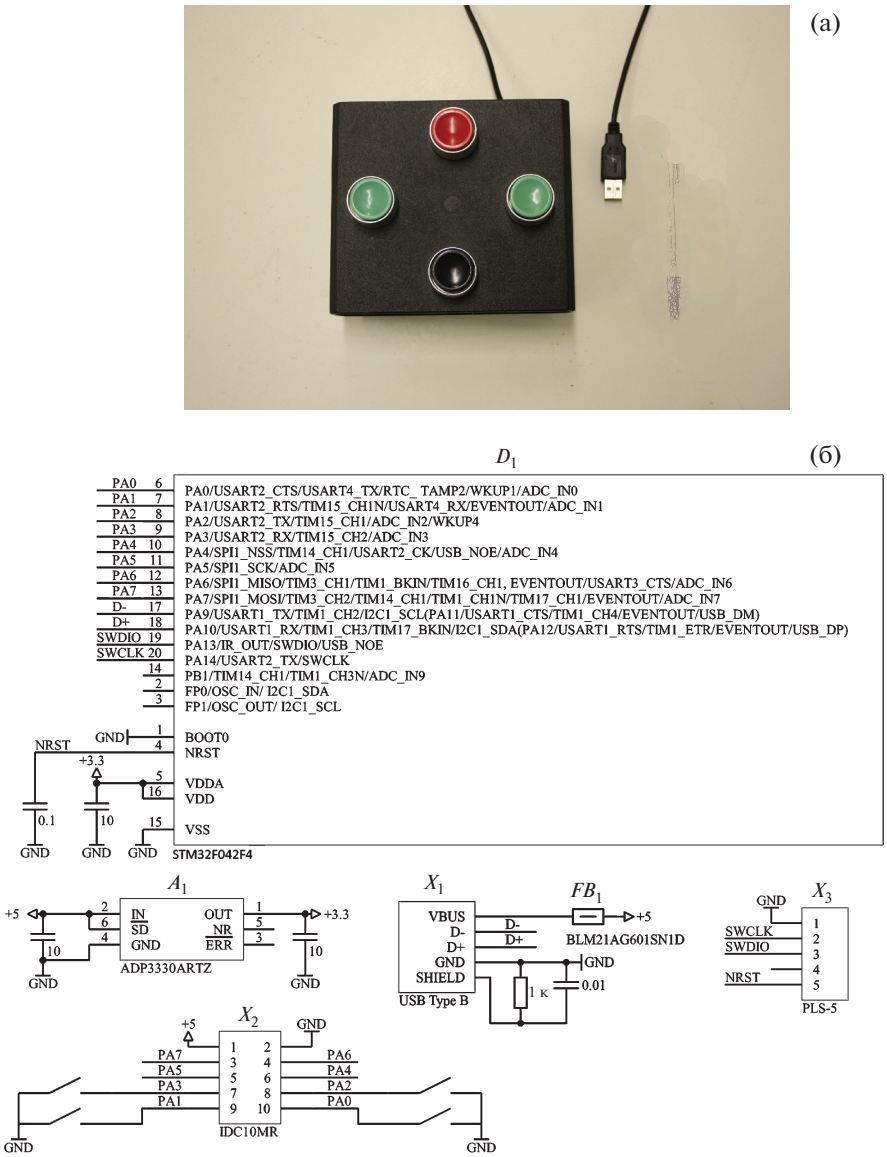

Рис. 1. Внешний вид (**а**) и принципиальная схема устройства MD74 (**б**).

вую маску, где младшие 4 бита соответствуют состоянию кнопок: 0 – кнопка отпущена, 1 – кнопка нажата. С учетом реализованного в микроконтроллере программного устранения дребезга контактов время срабатывания кнопки равно 2 мс.

Программы психофизических экспериментов с данным устройством, написанные в среде Borland Delphi 7, используют библиотеку компонентов JEDI VCL с компонентом TJvHidDeviceController, реализующим доступ к HID совместимым USB-устройствам.

Адрес для справок: 188680, Россия, Ленинградская обл., село Павлово, Институт физиологии им. И.П. Павлова РАН. E-mail: V_C_pavlinst@mail.ru

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 155–156

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 535.8 + 621.382

ПИКОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

© 2021 г. Е. С. Воропай, Ф. А. Ермалицкий*, А. Е. Радько, М. П. Самцов

*e-mail: f.ermalitski@gmail.com

Поступила в редакцию 20.10.2020 г.
После доработки 30.10.2020 г.
Принята к публикации 31.10.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816221020245

Излучатели предназначены для различных оптоэлектронных устройств, где необходимы повторяющиеся короткие световые импульсы. Они могут быть использованы во флуорометрии (как источники возбуждения при измерениях кинетики различных видов люминесценции), дальнометрии (в качестве зондирующих излучателей), импульсной спектрометрии и т.д.

Источники света состоят из блока оптического излучателя и внешнего блока питания. Оптические излучатели могут работать в режимах как внутреннего, так и внешнего запусков. Достоинствами приборов являются компактность, а также низкие уровни питания (12 В) и потребляемой мощности (3 Вт).

Блок оптического излучателя включает в себя задающий кварцевый генератор на основе микроконтроллера, цепь синхронизации, низковольтный формирователь субнаносекундных электрических импульсов, цепь накачки диодов на основе подстраиваемого источника постоянного тока и светоизлучатель – лазерный диод. Предусмотрена возможность термостабилизации выходного каскада цепи накачки и лазерного диода. Данный блок может также использоваться для накачки суб- и наносекундных светодиодов. Задающий кварцевый генератор с базовой частотой 20 (или 80) МГц управляется микроконтроллером, который выдает дискретные кварцованные частоты в диапазоне 0–20 МГц. Наличие многочастотного режима позволяет в случае флуорометрии легко сочетать измерительные режимы прямой и обращенной шкал.

Специальная цепь формирует импульсы синхронизации для используемых устройств регистрации. Она дает возможность при необходимости вводить дополнительную задержку светового сигнала относительно импульса синхронизации. Цепь синхронизации позволяет блоку также работать с внешними управляющими сигналами с частотами до 10 МГц.

Низковольтный формирователь вырабатывает наносекундный перепад напряжения до 12 В, который цепью дифференцирования преобразуется в импульс напряжения длительностью менее 1 нс. После инвертирования данный импульс через эмиттерный повторитель поступает непосредственно на лазерный диод. Для оптимизации режима работы лазерных диодов имеется регулируемый источник постоянного тока.

Задание параметров излучаемых световых импульсов – длительности и световой мощности – для лазерных диодов каждого типа обеспечивается подбором тока накачки и напряжения смещения. Для повышения многофункциональности излучателей предусмотрены 2 режима: пикорежим (минимизированной надпороговой накачки) с генерацией лазерных импульсов длительностью 70–180 пс и нанорежим (стандартной им-

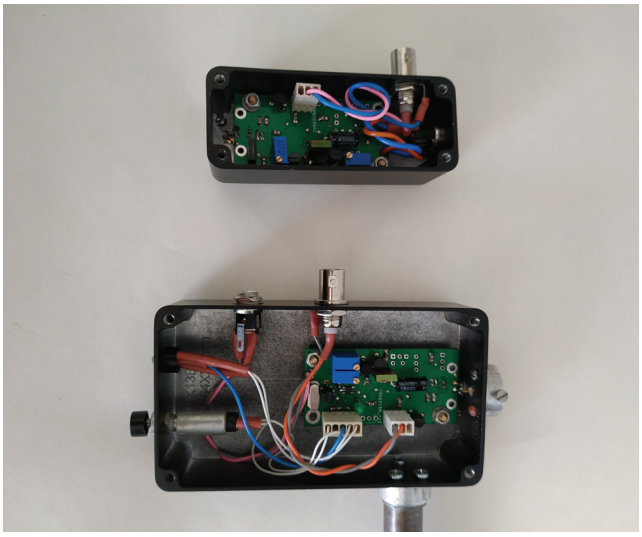

Рис. 1. Общий вид лазерных диодных излучателей (со снятыми крышками) в двух различных металлических корпусах.

пульсной накачки) с увеличенной в 50–100 раз световой мощностью и длительностью импульсов 1–1.2 нс.

В качестве светоизлучающих элементов используются доступные серийные лазерные диоды фирм SONY, SONYO, FUJI, SHARP и др.

Наружный сетевой блок-адаптер 220 В/12 В × × 0.25 А (обычно промышленного производства) обеспечивает излучатель необходимым напряжением питания 12 В.

Технические характеристики пикосекундных лазерных диодных излучателей. Длины волн излучения от 405 до 808 нм; длительность лазерных импульсов на полувысоте (измеренных стрик-камерой Hamamatsu C 4334 с разрешением 25 пс) для ряда длин волн в пикорежиме (минимизированной надпороговой накачки) составляет: для 405 нм – от 70 пс, для 520 нм – от 130 пс, для 650 нм – от 90 пс, для 780 нм – от 180 пс; а в нанорежиме (стандартной импульсной накачки) длительность равна 1–1.2 нс для всех длин волн. Средняя световая мощность до 10 мВт. Частоты следования световых импульсов: при внутреннем запуске до 20 (или 80) МГц, при внешнем – до 10 МГц. Типичные размеры блока излучателя 115 × 64 × 30 мм и 80 × 55 × 25 мм при габаритах электронной платы 60 × 30 × 20 мм. Питание от серийного блока питания 220 В/12 В × 0.25 А, потребляемая мощность 3 Вт. Масса 0.2 кг.

Общий вид лазерных диодных излучателей (со снятыми крышками) в двух различных металлических корпусах приведен на рис. 1.

Адрес для справок: Республика Беларусь, 220045, Минск, ул. Курчатова, 7, Научно-исследовательское учреждение “Институт прикладных физических проблем имени А.Н. Севченко” (НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ); тел. +375-29-111-31-83, факс: +375-17-398-03-31; e-mail: f.ermalitski@gmail.com

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 157–159

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 681.513.2

USB-АНАЛИЗАТОР ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

© 2021 г. А. Ф. Небесный[a], И. В. Нам[a], С. А. Раджапов[b], Ю. С. Пиндюрин[b]

Поступила в редакцию 23.09.2020 г.
После доработки 02.11.2020 г.
Принята к публикации 06.11.2020 г.

DOI: 10.31857/S003281622102018X

На базе микроконтроллера (м.к.) C8051F060 фирмы SiLabs [1] с подключением к персональному компьютеру (п.к.) через порт USB нами разработан и изготовлен двухканальный импульсный анализатор энергетических спектров для регистрации энергии частиц ионизирующего излучения [2, 3]. На его базе может быть собран энергетический спектрометр источников ионизирующего излучения (и.и.и.). Это позволяет проводить регистрацию энергетических спектров с их отображением на экране монитора п.к. в реальном масштабе времени, а также осуществлять накопление информации в виде графиков и таблиц. При построении спектрометра с соответствующим спектрометрическим трактом могут использоваться детекторы различных типов: сцинтилляционные, полупроводниковые, ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и др.

Принципиальная схема анализатора представлена на рис. 1, где имеются аналоговая и цифровая части.

Аналоговая часть имеет два канала. Каждый канал содержит согласующий масштабирующий усилитель на операционном усилителе (о.у.) DA_3 [4] и устройство выборки хранения (у.в.х.) на пиковом детекторе (п.д.) с функцией преобразования вида $y = ax$ [5, 6]. Накопительная емкость каждого п.д. подключена к схеме через полевые ключи на DD_1 [7].

Импульсный сигнал положительной полярности амплитудой до 5 В подается на входы *A* и/или *B*. Усилитель на о.у. DA_3 обеспечивает согласование уровней благодаря цифровому потенциометру на DD_2. Это позволяет один раз перед запланированной серией экспериментов проводить калибровку анализатора для приведения регистрируемой амплитуды импульса в соответствие с энергией частицы. Для проведения калибровки используется образцовый и.и.и., характеристики энергии частиц которого известны, и соответственно известен энергетический спектр. Таким образом, спектр может быть преобразован в энергетический спектр.

Микросхема DD_2 содержит два цифровых линейных потенциометра на 256 значений [8], один из которых трехконтактный, а другой двухконтактный. Узел *Вход+A* на DA_{3-1} позволяет программно от п.к. регулировать амплитуду сигнала за счет изменения коэффициента усиления $K_у$, а узел *Вход+B* на DA_{3-2} позволяет снижать амплитуду. Это регулирование осуществляется оператором в программе на п.к., а уже по сигналам от п.к. через DD_3 на DD_2 по трехпроводному интерфейсу устанавливается значение сопротивления *R* (в DD_2), удовлетворяющего требуемым критериям. Полученные значения *R* для DD_2 запоминаются в программе и могут быть изменены в последующем при необходимости корректировки.

В начальный момент времени сигналом от м.к. на нормально-разомкнутый ключ DD_1, с его замыканием и последующим размыканием, осуществляется сброс накопительной емкости п.д., и у.в.х. готово к работе. С выхода DA_3 сигнал поступает на вход у.в.х. (DA_1, DA_2 и DD_1) и одновременно на вход одного из компараторов м.к. DD_3. У.в.х. – это классический вариант п.д. [5], дополненный ключами на DD_1, управляемых от м.к.

Амплитудное значение импульса через нормально-замкнутый ключ DD_1 заряжает емкость п.д. В то же время сигнал, поступивший на вход компаратора, запускает работу аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.), если его амплитуда превышает пороговое значение компаратора, установленное оператором в программе на п.к. Уровень срабатывания компаратора определяется напряжением цифроаналогового преобразователя (ц.а.п.), подаваемым на другой вход компаратора, что и определяет порог анализатора для отсечки шумов в области низких энергий.

[a] Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан.
[b] Физико-технический институт, НПО “Физика-Солнце” АН РУз, Ташкент, Узбекистан.

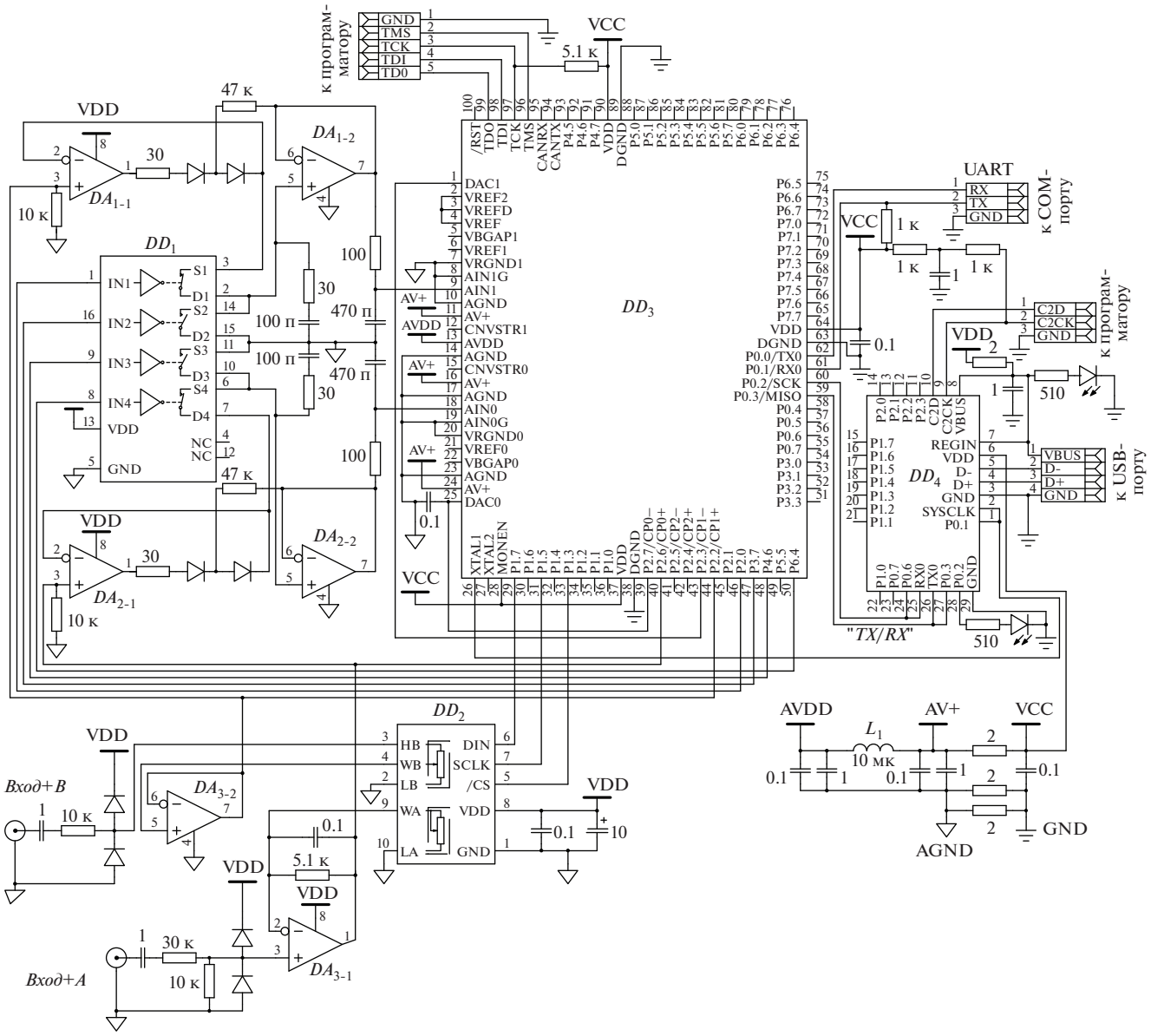

Рис. 1. Принципиальная схема анализатора. DA_1–DA_3 – AD8616; DD_1 – ADG713, DD_2 – MAX5403, DD_3 – C8051F060, DD_4 – C8051F327; диоды – 1N4148.

Таким образом, по сигналу компаратора в а.ц.п. м.к. начинается оцифровка амплитуды импульса, поступившего с выхода у.в.х. По окончании работы а.ц.п. оцифрованное значение поступает на выход м.к., а на DD_1 поступают сигналы, по которым нормально-замкнутый ключ размыкается, а нормально-разомкнутый ключ – замыкается, в результате чего емкость п.д. разряжается. Затем сигналами от м.к. ключи DD_1 приводятся в исходное состояние, и у.в.х. готово к приему следующего сигнала.

Цифровая часть: DD_3 – основной м.к. C8051F060, а DD_4 – вспомогательный м.к. C8051F327, который выполняет преобразование протокола UART в USB и обратно для связи с п.к. и управления от него. Встроенный в DD_4 преобразователь напряжения обеспечивает питание обоих м.к. напряжением 3.3 В от 5 В USB.

При реализации анализатора использованы встроенные в м.к. DD_3 два компаратора, два ц.а.п., два а.ц.п. с разрядностью 16 бит и временем преобразования 1 мкс.

Конструктивно модуль анализатора представляет собой плату размером 60 × 70 мм. Пассивные элементы – SMD-типа, формата 0805. Питание 5 В осуществляется от USB-порта п.к. На принципиальной схеме не показаны элементы фильтрации по питанию, которые выполнены, как правило, в виде пары емкостей номиналами 0.1 и

1 мкФ или 0.1 и 10 мкФ, где 10 мкФ – танталовая емкость.

Режимы работы анализатора задает оператор в программе хост-компьютера.

Основные технические характеристики анализатора. Полярность входных аналоговых сигналов – положительная, диапазон входных аналоговых сигналов 0–5 В, длительность фронта аналогового сигнала ≥0.04 мкс; число каналов преобразования анализатора – 1024, 2048, 4096, время преобразования 1 мкс; интегральная нелинейность (вся шкала) ≤0.1%, дифференциальная нелинейность ≤1%; ширина генераторного пика на полувысоте – ≤1 канал; время установления рабочего режима ≤10 мин; тип логического сигнала – TTL-совместимый.

В качестве примера на рис. 2 приведены результаты измерений спектра α-излучения, измеренного по классической схеме энергетического спектрометра: и.и.и., полупроводниковый детектор, зарядочувствительный усилитель (з.ч.у.), спектрометрический усилитель и наш USB-анализатор, сопряженный с п.к. Данная схема спектрометра предназначена для тестирования в вакууме полупроводниковых детекторов с регистрацией энергетических спектров от образцового источника α-излучения ^{226}Ra.

Тестировался Si полупроводниковый детектор ионизирующего излучения в вакуумированной камере при комнатной температуре (размеры детектора: d = 20 мм, h = 1 мм) с входным з.ч.у. (з.ч.у. типовой на полевом транзисторе с p–n-переходом, например КП-303), а также спектрометрический усилитель с варьируемыми динамическими параметрами и системой предварительной аналоговой обработки БУС2-47 стандарта “Вектор”.

Далее сигнал поступал на наш анализатор спектров на базе м.к. C8051F060, сопряженный с C8051F327 для связи с п.к. по USB, и затем на п.к. с ОС Windows-XP. На входе схемы DA_{3-1} (рис. 1) показан делитель на резисторах с соотношением 1:3, так как источником сигнала нами использовался спектрометрический тракт с питанием ±15 В. Как видно из графика, энергетический спектр ^{226}Ra соответствует литературным данным [9].

Таким образом, реализованный на м.к. C8051F060 анализатор импульсов содержит все необходимые устройства [2, 3]. Высокое быстродействие анализатора в сочетании с хорошими точностными параметрами делают его универсальным прибором, который может успешно использоваться в службах радиационного контроля предприятий различного профиля, в системах экологического мониторинга, в научных исследованиях. Анализатор обеспечивает: задание режимов работы с п.к., визуальный контроль накопления данных в виде графика на экране монитора п.к., накопление и обработку амплитудных распределений с сохранением в виде таблиц. Измеренные спектры сохраняются в формате *.txt и могут быть обработаны в любом графическом редакторе типа Exel, Origin или др. Программное обеспечение работает в среде Windows-XP и выше.

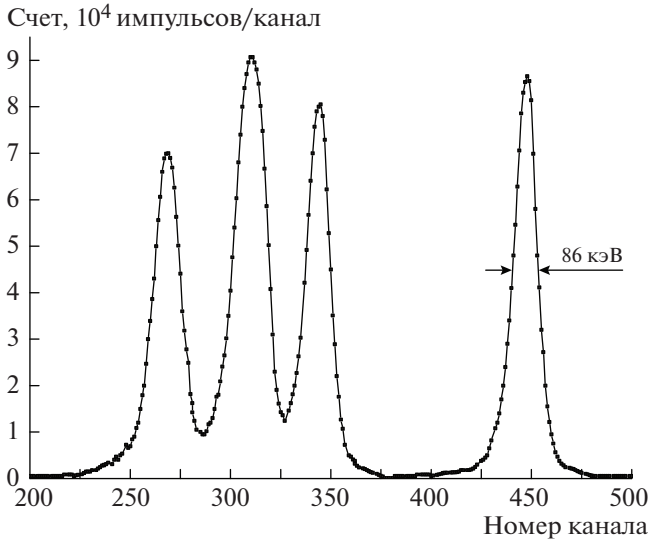

Рис. 2. Энергетический спектр α-частиц ^{226}Ra (E_α = 7.65 МэВ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. https://www.silabs.com/documents/public/data-sheets/C8051F06x.pdf
2. *Небесный А.Ф., Нам И.В., Раджапов С.А., Пиндюрин Ю.С.* // II Международный научный форум “Ядерная наука и технологии”. 24–27 июня 2019 года. Алматы, Республика Казахстан. Сборник тезисов. 2019. С. 161.
3. *Nebesniy A.F., Nam I.V., Radjapov S.A., Pindurin Yu.S.* // IX International Conference “Modern Problems of Nuclear Physics and Nuclear Technologies”. 24–27 September 2019. Tashkent, Uzbekistan. Book of abstracts. 2019. P. 178.
4. https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD8615_8616_8618.pdf
5. *Хоровиц П., Хилл. У.* Искусство схемотехники. М.: Бином, 2014.
6. *Небесный А.Ф., Ашуров М.Х., Нам И.В., Нуритдинов И.* // ПТЭ. 2018. № 3. С. 156. https://doi.org/10.7868/S0032816218030138
7. http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADG711_712_713.pdf
8. https://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/MAX5403-MAX5405.pdf
9. http://nuclphys.sinp.msu.ru/practicum/alpha/pages/task.htm

Адрес для справок: Узбекистан, 100214, Ташкент, пос. Улугбек, Институт ядерной физики АН РУз. E-mail: nanatoly@yandex.ru

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 160–164

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816221020294

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Антипов Ю.М., Бритвич Г.И., Иванов С.В., Калинин В.А., Лебедев О.П., Людмирский Э.А., Максимов А.В., Минченко А.В., Солдатов А.П., Хитев Г.В. Медленный вывод пучка ядер углерода из синхротрона У-70. – 16 с., 10 рис.

Представлена система медленного вывода пучка из синхротрона У-70 НИЦ "Курчатовский институт"–ИФВЭ (Протвино). Система находится в эксплуатации с 2013 года и используется для вывода пучка ядер углерода промежуточной энергии (455 МэВ/нуклон) для прикладных радиобиологических исследований. Рассмотрены вопросы динамики пучка и инженерной реализации этой системы. Приводятся экспериментальные результаты, полученные на У-70 и подтверждающие достижение проектных параметров.

Баранов А.Г., Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Известный А.В., Морозов С.В., Решетин А.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Полянский В.В., Салахутдинов Г.Х., Наумов П.Ю. Амплитудные параметры прототипов передних годоскопов для эксперимента BM@N. – 7 с., 7 рис.

Описаны конструкции годоскопов ядерных фрагментов на основе кварцевых и сцинтилляционных пластин со съемом света кремниевыми лавинными фотодиодами. Годоскопы планируется использовать в эксперименте BM@N для регистрации тяжелых фрагментов ядер вблизи оси пучка тяжелых ионов. Приведены результаты измерений световыходов элементов детекторов на основе кварцевых и сцинтилляционных пластин на пучке электронов синхротрона ФИАН "Пахра". Результаты измерений однородности светосбора указывают на необходимость использования двухстороннего съема света с противоположных сторон годоскопов.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Федоткин А.П., Лактионов И.В., Кравчук К.С., Маслеников И.И., Усеинов А.С. Автоматическая обработка отпечатков микротвердомеров методами компьютерного зрения. – 10 с., 8 рис.

При измерении твердости материалов по методу Виккерса применяется много алгоритмов автоматической обработки оптических изображений отпечатков, позволяющих определять площадь индента. В данной работе описан робастный интерактивный алгоритм, основанный на максимальном разделении цветовых компонент изображения в области отпечатка и недеформированной поверхности. Проведена оценка работоспособности и устойчивости представленного метода на отпечатках на ряде материалов с различной морфологией и характером деформации.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Болховская О.В., Елохин А.В., Кокарев А.О., Сергеев В.С., Сорокин И.С., Спирин А.А., Мальцев А.А. Программно-аппаратный комплекс для проектирования и натурно-модельных испытаний широкополосных систем радиосвязи, радиолокации и навигации высокоскоростных объектов. – 11 с., 5 рис.

Описаны результаты разработки и приведены основные технические характеристики программно-аппаратного комплекса (п.а.к.), предназначенного для проектирования и натурно-модельных испытаний широкополосных радиоэлектронных систем (р.э.с.) радиосвязи, радиолокации и навигации высокоскоростных объектов. Программно-аппаратный комплекс обеспечивает: генерацию и обработку сигналов с несущей частотой до 6 ГГц и шириной полосы до 200 МГц, частоту обновления импульсной переходной характеристики канала до 60 кГц, максимальную задержку лучей в моделях радиоканала до 10 мкс. Комплекс позволяет исследовать системы радиосвязи с объектами, движущимися с относительной разностью скоростей до 5 М.

Программная часть комплекса включает в себя модели процессов формирования и обработки сигналов в приемно-передающей аппаратуре р.э.с., а также модели радиоканалов для целевых сценариев использования разрабатываемых систем. Аппаратная часть п.а.к. представляет собой набор цифровых, цифроаналоговых и аналого-цифровых модулей и позволяет проводить тестирование и натурно-модельные испытания р.э.с. и их блоков в реальном времени. Приведены примеры исследования характеристик современной широкополосной авиационной системы радиосвязи с высокоскоростными объектами в условиях многолучевого распространения сигналов. Применение п.а.к. позволяет примерно в 65 раз сократить время проведения натурно-модельных испытаний р.э.с. по сравнению с прямым компьютерным моделированием.

Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Чумерин П.Ю. Импульсный магнетронный генератор сверхвысокой частоты на основе твердотельного коммутатора. – 11 с., 7 рис.

Описана импульсная магнетронная система, генерирующая высокоэнергетические с.в.ч.-импульсы частотой 100 Гц и средней мощностью 5 кВт. Для формирования импульса тока магнетрона использована схема с 16 идентичными транзисторными блоками с рабочим напряжением 800 В, которые на интервале импульса подключаются последовательно к первичной обмотке высоковольтного импульсного трансформатора с коэффициентом трансформации, равным 5. Та-

ким образом, формируется импульс напряжения с амплитудой до 65 кВ, током 140 А и регулируемой длительностью 1–6 мкс. Представлены экспериментальные данные работы системы на импульсный с.в.ч.-магнетрон и эквивалент нагрузки.

Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Высокоэффективный генератор мощных высоковольтных импульсов с микросекундной длительностью.– 7 с. 5 рис.

Рассмотрен транзисторный генератор микросекундных импульсов напряжения с амплитудой до 40 кВ, содержащий нестабилизированный источник питания, низковольтный емкостный накопитель энергии и повышающий импульсный трансформатор. Он позволяет эффективно рекуперировать энергию, отраженную от нагрузки при резком изменении ее электрического сопротивления, и обеспечивает высокостабильную (разброс <5%) величину напряжения зарядки емкостного накопителя (1 кВ), которая не меняется при изменении условий работы от короткого замыкания до холостого хода. Приведены результаты испытаний генератора при частоте следования импульсов выходного напряжения до 1 кГц, показана возможность ее существенного увеличения.

Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Высоковольтный тиристорный генератор мощных импульсов тока с субнаносекундным фронтом. – 6 с., 6 рис.

Рассмотрен мощный генератор на основе малогабаритных тиристоров ТБ133-250-24, содержащий 4 тиристорных модуля с рабочим напряжением 24 кВ. Определены параметры импульсов управления и защитных цепей, обеспечивающие малые коммутационные потери энергии в последовательно соединенных тиристорах и отсутствие опасных перенапряжений при их включении. Приведены результаты испытаний генератора на частоте 10 Гц. Он способен коммутировать микросекундные импульсы тока с амплитудой 12 кА и фронтом 0.8 мкс. Показана возможность масштабирования полученных результатов.

Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Тиристорный генератор микросекундных прямоугольных импульсов высокого напряжения. – 7 с., 6 рис.

Рассмотрен генератор импульсов напряжения прямоугольной формы с амплитудой ~ 30 кВ, фронтом ~ 1.5 мкс и длительностью до 10 мкс, содержащий повышающий импульсный трансформатор, а также тиристорные коммутаторы с низким и высоким рабочим напряжением, формирующие соответственно фронт и спад выходного импульса. Показана возможность генерирования с частотой 1 кГц объемных разрядов в реакторе барьерного типа, предназначенном для проведения биологических исследований.

Липчак А.И., Барахвостов С.В. Исследование стабильности включения сильноточного импульсного ускорителя с оптическим управлением. – 6. с., 8 рис.

Описана конструкция разрядника импульсного сильноточного ускорителя электронов, управляемого лазерным излучением. Приведены результаты испытаний разрядника при работе в качестве первичного коммутатора в сильноточном ускорителе типа “Радан”. Разработанный разрядник обеспечивает джиттер включения ускорителя не хуже 0.3 нс.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Kai Guo, Enling Tang, Liping He, Yafei Han, Chuang Chen, Mengzhou Chang. Identification of damage mode of high-speed impact target based on PVDF piezoelectric film. – 8 p., 14 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

As the space environment has deteriorated, it is necessary to monitor the impact events of space debris on orbiting spacecraft. The PVDF piezoelectric film release charge by the impact and its response is fast. The rest of the PVDF film can be re-measured. It can be used to detect space debris impacting spacecraft events, which has obvious advantages in real-time space detection and sensing. In this paper, penetration and cratering experiments of the target were carried out. The projectile directly high-speed impacted the target with PVDF piezoelectric film by the light gas gun loading. The results show that the relationship between damage mode and response characteristics is obtained; Based on the time-of-flight method, the velocity of the projectile and the time of action in the target are analyzed; The response signals of the penetration and cratering experiments are compared and analyzed, which can be used to identify the damage mode of the target plate.

Zuguang Zhang, Bin Wu, Zhanfeng Yang, Pan Xiao, Weibin Zhang, Haining Li. A Flexible Rayleigh Wave Transducer for Surface Cracks Detection on Heterogeneous Composite Explosives. – 9 p., 12 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

For heterogeneous explosives, it is of great importance to detect surface cracks to ensure structural integrity and reliability. With the advantages of high efficiency and good stability, a flexible angle beam wedge Rayleigh wave transducer is designed and manufactured. The flexible silicone rubber is utilized as the wedge material (~900 $m \cdot s^{-1}$ of longitudinal wave velocity), which could not only meet the excitation condition of Rayleigh wave, but also make the transducer adequately attached to the curved surface. The transducer exhibits decent performance with good directivity and low attenuation. The experimental results show that the characterization of surface cracks could be realized through experimental analysis of the interaction mechanism between Rayleigh wave and surface cracks.

Антонов С.Н. Акустооптический сумматор-модулятор излучения лазеров. – 6 с., 4 рис.

Акустооптический метод суммирования мощности двух однотипных лазеров с модуляцией и регулировкой интенсивности основан на одновременной дифракции двух лазерных лучей в одном акустооптическом кристалле парателлурита на одной акустической волне. Для лазеров с длинами волн от 400 до 1000 нм частотный диапазон акустических волн составляет 30–5 МГц. Метод применим как для непрерывных, так и для импульсных лазеров. На примере сложения мощностей непрерывных полупроводниковых лазеров (мощность 10 Вт, длина волны 532 нм) показано, что суммарная мощность составила 19.2 Вт.

Будаговская О.Н., Будаговский А.В., Будаговский И.А. Метод коррекции показаний при оценке контраста интерференционных полос с помощью 8-битовых веб-камер. – 12 с., 4 рис.

Определен контраст интерференционной картины при ее регистрации 8-битовым цифровым фотоприемником и предложен способ корректировки искажений экстремумов интерференционных полос, вызванных спекл-шумом и нелинейностью камеры. Для решения

задачи в качестве тестовых объектов использованы матовые стекла. Метод позволяет существенно расширить динамический диапазон измеряемых экстремумов – до 1:50 (34 дБ) и может использоваться для анализа интерференционных картин с помощью бюджетных 8-битовых веб-камер с точностью измерений на уровне линейного (10–12)-битового преобразователя.

Гасанов А.Р., Гасанов Р.А., Ахмедов Р.А., Садыхов М.В. Оптимизация эксплуатационных параметров акустооптической линии задержки. – 10 с., 7 рис.

Проведен анализ эксплуатационных параметров акустооптической линии задержки (а.о.л.з.) с прямым детектированием, таких как диапазон плавно управляемой задержки сигналов и граничная частота полосы пропускания. Показано, что диапазон плавно управляемой задержки сигналов ограничен максимальной длиной фотоупругой ячейки и минимальной скоростью распространения упругой волны в ней. В то же время граничная частота напрямую определяется временем пересечения оптического пучка упругим волновым пакетом. Получено уравнение переходной характеристики а.о.л.з., которое затем использовано для исследования характера зависимости граничной частоты полосы пропускания от диаметра светового пучка и скорости распространения упругой волны в фотоупругой ячейке. Результаты численного анализа апробированы экспериментально на макете а.о.л.з. с прямым детектированием.

Журенко С.В., Ткачёв А.В., Гунбин А.В., Гиппиус А.А. Модернизация спектрометров ядерного магнитного резонанса Bruker на современной цифровой базе. – 12 с., 6 рис.

На основе спектрометра ядерного магнитного резонанса (я.м.р.) Bruker MSL-300 разработан способ модернизации спектрометров серий CXP, MSL и Avance-I путем их перевода на современную цифровую базу с заменой аналоговой обработки сигнала на цифровую при максимальном сохранении штатных радиочастотных компонентов. Модернизация подразумевает сохранение широкополосного 250-ваттного усилителя, радиочастотного синтезатора с диапазоном частот 0–250 МГц и узкополосного предусилителя при полном отказе от использования компьютера Aspect и штатной управляющей программы DisMSL. Изменению подвергаются устаревшие блоки формирования радиочастотных импульсов и регистрации сигнала. Это позволяет существенно повысить ремонтопригодность и надежность спектрометра и обеспечить его связь с современным компьютером. Сравнительные измерения отношения сигнал/шум для образцов Cu_2O на ядрах ^{63}Cu выявили повышение чувствительности новой схемы в 1.5 раза по сравнению с оригинальным я.м.р.-спектрометром Bruker MSL-300.

Рогов А.В., Капустин Ю.В. Разработка системы плазменной очистки входного зеркала оптической диагностики ИТЭР "Активная спектроскопия" на основе разряда с сеточным полым катодом. – 12 с., 10 рис.

Представлены результаты исследования зависимости эффективности распыления макета Mo-зеркала от мощности газового разряда и давления рабочего газа (Ar) для трех вариантов заземления элементов разрядной ячейки системы плазменной очистки. Для очистки входного зеркала диагностики ИТЭР "Активная спектроскопия" планируется использовать газовый разряд на постоянном или среднечастотном импульсном токе. Разные схемы заземления электродов дают разную степень торможения ионов, покидающих разрядную ячейку и способных вызвать распыление стенок диагностического порта. Особенностью работы систем очистки внутривакуумных зеркал установки ИТЭР является близкое к разрядной ячейке расположение стенок диагностического порта и отсутствие протока рабочего газа через область чистящего разряда. Эти условия моделировались посредством размещения полноразмерного функционального макета разрядной ячейки внутри негерметичного газодинамического обтекателя, изготовленного, как и стенки диагностического порта ИТЭР, из нержавеющей стали. Показано, что наибольшая эффективность очистки достигается, когда катодные элементы разрядной ячейки (включая входное зеркало) электрически изолированы от стенок диагностического порта. Полученные результаты могут быть использованы при разработке плазменных систем очистки для других оптических диагностик ИТЭР.

Тарянник Н.В., Варюхин Д.В., Лаптиенко А.Я., Федюк Д.О. Магнитные системы для радиоспектрометра электронного парамагнитного резонаса. – 6 с., 2 рис.

Приведены результаты разработки двух сверхпроводниковых магнитных систем для спектрометра электронного парамагнитного резонанса, создающих в центральной зоне диаметром до 100 мм магнитное поле с индукцией 7 Тл, однородностью ~10^{-6} отн. ед. в 1 см^3 объема и нестабильностью ~10^{-7}–10^{-8} отн. ед./ч. В состав сверхпроводниковой магнитной системы входят соленоид, обмотка развертки и обмотки компенсации осевых и радиальных градиентов магнитного поля. Максимальная эффективность (до 90%) ввода поля развертки в замкнутый соленоид достигается, когда взаимная индуктивность соленоида и обмотки развертки стремится к нулю.

Шпеник О.Б., Попик Т.Ю., Завилопуло А.М. Коаксиальный цилиндрический электростатический анализатор энергии электронов (спиратрон) и его характеристики. – 10 с., 7 рис.

В анализаторе энергии электронов – "спиратроне", диспергирующим элементом которого является коаксиальный цилиндрический конденсатор, анализируемые электроны вводятся в конденсатор под углом 45° к оси цилиндров и под действием отклоняющего электрического поля движутся по спиральным траекториям (в направлении оси цилиндров). Проведен теоретический анализ движения электронов в поле спиратрона, рассчитаны распределения электронов при энергиях первичного электронного пучка 4–14 эВ, изготовлен опытный образец, исследованы его параметры. Высокая разрешающая способность спиратрона экспериментально подтверждена исследованием рассеяния электронов на атомах кадмия.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Baoqi Song, Xin Ye, Dongjun Yang, Zhitao Luo, Kai Wang, Long Sui, Ruidong Jia, Koller S., Pfiffner D., Oliva A.R., Gander M., Gyo M., Finsterle W., Wei Fang. The JTSIM/Fengyun-3E Solar Irradiance Absolute Radiometer: instrument design, characterization and calibration. – 20 p., 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The Joint Total Solar Irradiance Monitor (JTSIM) is due to fly on the Fengyun-3E satellite and aims to measure the Total Solar Irradiance (TSI) in orbit. The instruments on the JTSIM/Fengyun-3E include The Digital Absolute Radiometer (DARA) from the Physikalisch Meteorologisches Observatorium, Davos and World Radiation Center (PMOD/WRC) and the Solar Irradiance Absolute Radiometer (SIAR) from Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics Chinese Academy of Sciences (CIOMP/CAS). Radiometers from Switzerland and China will monitor TSI variability on the same tracking system for 8 years. The scientific data from the JTSIM will support the analysis of potential long-term trends in the Sun's variability.

In this paper, we introduce descriptions of the sensor box and the electronics box of the JTSIM, the measurement principle, and the operation mode of the SIAR. Before launch, we accomplished some primary calibrations of the SIAR in the CIOMP laboratory, including the aperture area, cavity absorption, non-equivalence, diffraction, etc. Other parameters will be calibrated on orbit. The combined uncertainty of the SIAR for characterization is 207–210 ppm ($k = 1$) depending on the measurement channel. An end-to-end calibration against the World Radiometric Reference (WRR) standard or the Total Irradiance Radiometer Facility (TRF) is a procedure where the SIAR is directly calibrated with the WRR reference radiometers. The WRR factor for the SIAR is 0.99939–1.00092 ($k = 1$) and the combined measurement uncertainty is 0.074–0.099% depending on the measurement channel.

Алферов В.Н., Бритвич Г.И., Васильев Д.А., Костин М.Ю., Лутчев А.В., Сухих А.В., Федорченко В.Н., Черниченко С.К., Янович А.А. Радиационный транспортный монитор. – 5 с., 3 рис.

Описан радиационный монитор на основе литьевого полистирольного сцинтиллятора со спектросмещающими оптоволокнами, обладающий большой светосилой – размеры активной части детектора 100 × 200 × × 5 см. В состав монитора входят также датчик присутствия объекта контроля и телевизионная камера, объединенные единой системой управления. Монитор предназначен для контроля транспортировки радиоактивных материалов. Описан опыт эксплуатации.

Климов П.А., Сигаева К.Ф., Шаракин С.А. Полетная калибровка фотоприемника детектора ТУС. – 11 с., 8 рис.

Предложена методика полетной калибровки ф.э.у. фотоприемника орбитального детектора космических лучей предельно высоких энергий ТУС в условиях отсутствия калибровочного сигнала. Методика заключается в вычислении двух статистических характеристик оцифрованных сигналов зарегистрированных событий – их среднего A и дисперсии σ_A^2 – с последующим построением линейной аппроксимации $\sigma_A^2(A)$ для сигналов со стационарным уровнем. Проведена апробация методики в лабораторном эксперименте с модулем фотоприемника, идентичным установленным в детекторе. В результате были получены новые оценки коэффициентов усиления большинства каналов фотоприемника детектора ТУС и проанализированы произошедшие изменения (включая "эффект старения").

Минаев Н.В., Епифанов Е.О., Юсупов В.И. Установка для лазерной инженерии микробиологических систем. – 6 с., 4 рис.

Описана установка для лазерной биопечати, принцип действия которой основан на переносе микроскопического количества геля с живыми системами с донорной подложки под действием наносекундных лазерных импульсов на произвольные (акцепторные) подложки. Использование в установке наносекундного импульсного лазерного источника, объектива "Пишейпер" и моторизированной телескопической системы позволяет в автоматическом режиме настраивать параметры лазерного воздействия под различные задачи. С помощью установки можно проводить лазерную печать различными по размерам и физическим свойствам микроорганизмами, клетками и их агломератами. Установка позволяет, используя разнообразные по вязкости гели, подобрать параметры, обеспечивающие стабильные режимы печати и минимизирующие негативные факторы, воздействующие на переносимые живые микроорганизмы.

Михалко Е.А., Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В. Направленный детектор нейтронов умеренных энергий. – 8 с., 6 рис.

Для совместного использования со стандартными детекторами на станции космических лучей г. Апатиты разработан и установлен нейтронный спектрометр с тремя каналами по энергиям и углом приема частиц, составляющим 15°. Такая конфигурация устройства позволяет изучать степень анизотропии потока частиц. Характеристики детектора (функция отклика и угол приема частиц), а также геометрические размеры были получены численным моделированием при помощи пакета программ GEANT4. В ходе работы устройства была собрана база данных наблюдений и получены предварительные результаты.

Муминов Р.А., Раджапов С.А., Муллагалиева Ф.Г., Раджапов Б.С., Зуфаров М.А., Нурбоев К.М., Ахмедов Г.М. Разработка высокоэффективных кремниевых детекторов и электронных блоков для радиометра α-излучения. – 9 с., 7 рис.

Приведены результаты разработки технологии изготовления, некоторые данные исследований электрофизических и радиометрических характеристик полупроводниковых поверхностно-барьерных и гетеропереходных Al–αGe–*p*Si–Au-детекторов больших размеров (∅ 30–100 мм), а также представлены структурная схема радиометра α-излучения, схема микроконтроллерного узла, работа электронных узлов. Приводятся также характеристики радиометра радона, изготовленного на основе этих детекторов, и, кроме того, данные мониторинга концентрации радона в подпочвенном слое и на воздухе. Результаты мониторинга показали, что значения концентрации варьируются в зависимости от температуры, влажности и времени суток. Прибор может использоваться как в полевых условиях, так и стационарно.

Пивоваров А.А., Ярощук И.О., Долгих Г.И., Швырев А.Н., Самченко А.Н. Автономный акустический регистратор и его применение в составе гидрофизического комплекса. – 9 с., 7 рис.

Описаны конструктивные решения и характеристики автономных акустических регистраторов, а также дано кратное описание элементов измерительного гидрофизического комплекса (излучатели, термогирлянды и др.), в составе которого они применяются. Технические возможности, заложенные в акустические регистраторы, позволяют оперативно создавать различные конфигурации дискретных антенных решеток и аку-

стических интерферометров. На основе данных, полученных с таких приемных систем в составе гидрофизического комплекса, можно проводить диагностику водной среды, донных осадков, а также оценивать акустические характеристики различных источников звука. Предложены некоторые методы и подходы для решения подобных задач и приведены примеры.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Hua Chenhui, Jiexiong Ding. High-throughput double-mode ultrasonic micro-separator based on 2D normal mode. – 10 p., 6 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Two excitation methods based on 2D normal mode were proposed using two piezoelectric transducers (PZTs) with opposite phase and in-phase to excite the normal modes of (1,1) and (2,1), respectively. The theoretical models of the excitation modes were deduced by the wave equation. An ultrasonic separator was built and the acoustic simulation of the ultrasonic excitation modes was modeled in Ansys software. The simulation results of the sound pressure distribution in the flow channel show that (1,1) and (2,1) are successfully excited. The micro-separator with 8mm width and 0.2 mm high flow channel was fabricated on silicon on insulator (SOI) by micro-processing technology to form a perfect reflection layer of the separator. An experimental platform was established and the results show that both excitation methods can achieve the separation of suspended particles with high-through of 100 μl/min. In the experiment of (1,1) excitation method, it can be seen that most of the particles converge in the center of the separation cavity into a large bunch, and in the experiment of (2,1) excitation method, the particles mainly converge on both sides of the separation chamber. Both methods can successfully separate suspended particles out of the fluid.

Мурашев М.М., Глазков В.П., Эм В.Т. Визуализация дифракционного контраста между ферритной и мартенситной фазами стали методом нейтронной радиографии. – 8 с., 6 рис.

Метод нейтронной радиографии с использованием монохроматического нейтронного излучения позволяет визуализировать дифракционный контраст между различными фазами в поликристаллическом материале благодаря разнице в ослаблении интенсивности нейтронного пучка в этих фазах, что связано с когерентным рассеянием нейтронов. Хотя этот метод уже зарекомендовал себя в исследованиях распределения фаз в сталях, в литературе приводится информация лишь о сильно отличающихся по структуре фазах, таких как феррит и аустенит, аустенит и мартенсит, аустенит и бейнит. В работе исследованы возможности метода в визуализации дифракционного контраста между ферритной и мартенситной фазами стали с одним и тем же химическим составом и близкими кристаллическими структурами.

Снытников В.Н., Снытников Вл.Н., Масюк Н.С., Маркелова Т.В., Пармон В.Н. Стенд лазерного катализа. – 17 с., 6 рис.

В Институте катализа СО РАН создан стенд для изучения фотохимического и теплового воздействия инфракрасного лазерного излучения на двухфазную газопылевую среду из смесей легких углеводородов и каталитически активных наночастиц. Стенд содержит реакторы с потоками газов от 10 до 1000 л/ч и лазерным излучением интенсивностью от 10 до 10^5 Вт/см^2, CO_2-лазеры, аппаратуру анализа продуктов реакций и другую диагностическую технику, а также секцию лазерного синтеза оксидных нанопорошков производительностью до 1.5 г/ч. Один из CO_2-лазеров – непрерывного излучения, мощностью до 120 Вт, другой – импульсно периодический с максимальной средней мощностью 450 Вт. Разработанные реакторы с лазерным излучением позволяют изучать ламинарные, вихревые и переходные течения газов с химическими реакциями. Для измерения температуры газа от 10–1100°C в поле излучения лазера до 10^3 Вт/см^2 использованы термопары с электродами из молибдена и меди. Изучение воздействия лазерного излучения на химически активную среду ведется в комплексе с вычислительными экспериментами на кластере Института катализа и Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН.

Сорокин В.Б., Маликов Е.Л. Определение размера фокусного пятна тормозного излучения бетатрона с использованием коллиматоров. – 14 с., 11 рис.

Приведены результаты тестирования метода измерения фокусного пятна тормозного излучения с использованием “специального свинцового объектива”. Тестирование выполнено на основе экспериментальных распределений дозы в детекторе, полученных при исследовании характеристик тормозного излучения бетатрона на энергию ускорения 4 МэВ. Проведено моделирование метода с использованием набора коллиматоров с различными размерами цилиндрических апертур. Показано, что недостатком методов с использованием коллиматоров с цилиндрическими апертурами, в том числе и “специального свинцового объектива”, является, по сравнению с методом с использованием щелевого коллиматора, взаимозависимость результатов измерения по разным направлениям.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 2, с. 165–168

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах. Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале – только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок – график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описание достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/supplementary-materials/. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них – 2 страниц и 1 рисунка, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, – 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений – 1 страницы и 1 рисунка на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах https://sciencejournals.ru/journal/pribory/ (русская версия) и https://www.pleiades.online/ru/journal/instr/authors-instructions/ (английская версия). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготов-

ленные в лабораториях", должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте https://sciencejournals.ru/journal/pribory/, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции (instr@pleiadesonline.com). Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следовать инструкциям по ссылке https://www.pleiades.online/ru/authors/openaccess/how-to-publish/

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании. Аббревиатура строчными буквами с точками – это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существующего с 1956 года.

7. **Список литературы**. Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу сле-

дует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство, место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан ПОЛНЫЙ перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии **иллюстраций или таблиц** располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисуночная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/. Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ – 15 п; 2.2 нФ – 2 н; 1.0 мкФ – 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/).

9. К статье должен быть приложен список специфических терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/ prepare-electonic-version/text и https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отредактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: http://get.adobe.com/reader. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов,** иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайте https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/electronic-proofreading/