СОДЕРЖАНИЕ

Номер 3, 2024

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Сцинтилляционный амплитудно-координатный спектрометр

В. И. Алексеев, В. А. Басков, В. А. Дронов, А. И. Львов, А. В. Кольцов, Ю. Ф. Кречетов, В. В. Полянский, С. С. Сидорин, Е. А. Хафизова 4

Измерение временного разрешения сцинтилляционных детекторов с кремниевыми фотоприемниками EQR-15 для времяпролетного детектора нейтронов в эксперименте BM@N

Ф. Ф. Губер, А. П. Ивашкин, Н. М. Карпушкин, А. И. Махнев, С. В. Морозов, Д. В. Серебряков, В. А. Басков, В. В. Полянский 9

Разработка высокогранулярного времяпролетного детектора нейтронов для эксперимента BM@N

Ф. Ф. Губер, М. Б. Голубева, А. А. Зубанков, А. П. Ивашкин, А. В. Известный, Н. М. Карпушкин, Д. Д. Ляпин, М. В. Мамаев, А. И. Махнёв, С. В. Морозов, П. Е. Парфенов, Д. В. Серебряков, Д. А. Финогеев, А. И. Шабанов 14

Опыт и возможности применения сканирующих устройств для контроля радиационных полей в остановленных уран-графитовых реакторах

А. О. Павлюк, С. Г. Котляревский, Р. И. Кан, Е. П. Зеленецкая 25

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Регулируемые источники постоянного тока на суперконденсаторных накопителях для питания магнитных систем микроволновых генераторов

П. В. Выходцев, Ю. А. Карпов, А. С. Степченко, В. В. Ростов 40

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Эффективный газовый ионный источник с объемным зарядом

Ю. И. Гусев, Ю. В. Нечипоренко, Ю. Н. Новиков, А. В. Попов, Д. Е. Соснов 54

Сильноточные фотоэлектронные умножители с улучшенными характеристиками для регистрации быстропротекающих процессов

А. С. Долотов, М. Н. Долотова, Р. А. Каракулов, П. И. Коновалов, Р. И. Нуртдинов 61

Автоматизированная система для детектирования атмосферных газов CO, CO_2 и CH_4 на основе параметрических генераторов света

Е. Ю. Ерушин, Н. Ю. Костюкова, А. А. Бойко, И. Б. Мирошниченко 67

Установка по регистрации деформационно-стимулированной люминесценции кристаллов

К. Ш. Шункеев, Д. М. Сергеев, Ш. Ж. Сагимбаева, Ж. К. Убаев, А. Е. Герман, А. Ю. Лицкевич 74

Компактный излучатель для эксилампы с длиной волны 126 нм

В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко, В. А. Панарин, Д. А. Сорокин 82

Перестраиваемый диодный лазер с коротким тандемным внешним резонатором

А. К. Чернышов, П. А. Михеев 86

Новая герметичная ячейка с микролитровыми полостями для температурных измерений структуры растворов методом малоуглового рентгеновского рассеяния

К. Б. Ильина, П. В. Конарев, А. Е. Суханов, В. В. Волков, М. А. Марченкова, Г. С. Петерс, Ю. В. Писаревский, В. А. Шишков 91

Влияние процесса ускоренного старения на основные характеристики датчиков Холла

К. К. Рябченко, А. Ю. Пахомов, К. В. Жиляев, А. А. Старостенко 100

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Блок электроники для научной аппаратуры “Солнце—Терагерц”

М. В. Филиппов, В. С. Махмутов, О. С. Максумов, А. А. Квашнин, А. Н. Квашнин, М. В. Разумейко, В. И. Логачев, С. В. Мизин, С. В. Соков 108

Аппаратно-программный комплекс мониторинга температуры магнита магнитно-резонансного томографа

В. Л. Одиванов, Я. В. Фаттахов, А. Р. Фахрутдинов, В. А. Шагалов, А. А. Баязитов 118

Широкополосный приемник для ЯМР-томографа

В. А. Шагалов, А. Р. Фахрутдинов, Я. В. Фаттахов, В. Л. Одиванов 125

Измерение диаграммы направленности антенны в полосе рабочих частот

В. Ю. Нерук, П. П. Пивнев, Д. А. Давыдов 131

Влияние бокового акустического экрана на диаграмму направленности антенны гидролокатора бокового обзора

П. П. Пивнев, Д. А. Давыдов, В. Ю. Нерук 136

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Определение пределов оптимизации переходных характеристик выпрямительных диодов при облучении высокоэнергетическими электронами

И. В. Щемеров, П. Б. Лагов, С. П. Кобелева, В. Д. Кирилов, А. С. Дренин, А. А. Мещеряков 139

Времяпролетная спектроскопия надтепловых молекулярных пучков галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов

В. М. Азриель, В. М. Акимов, Е. В. Ермолова, Д. Б. Кабанов, Л. И. Колесникова, Л. Ю. Русин, М. Б. Севрюк 145

Электроразрядное устройство для получения наночастиц из токопроводящих гранул

С. В. Коротков, А. Л. Жмодиков, К. А. Козлов, Д. А. Коротков 148

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Применение усилителя мощности УМП-300 в системе СВЧ-питания линейного ускорителя электронов ЛИНАК-200

А. Н. Трифонов, Д. Е. Донец, В. В. Кобец, Д. О. Понкин, И. В. Шириков 153

Стенд для исследования локального апвеллинга, вызванного всплывающими пузырьками

Д. В. Черных, Н. Е. Шахова, Д. А. Космач, А. В. Доманюк, А. Н. Салюк, Э. А. Спивак, А. С. Саломатин, Е. В. Гершелис, И.П. Семилетов 155

Программно-аппаратный комплекс для исследования воздействия плазмы на радиотехнические системы спускаемого космического аппарата

С. А. Яшков, Е. А. Прокопенко, И. А. Дема 158

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 160

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 4–8

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.08

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ АМПЛИТУДНО-КООРДИНАТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР

© 2024 г. В. И. Алексеев[a], В. А. Басков[a,*], В. А. Дронов[a], А. И. Львов[a], А. В. Кольцов[a], Ю. Ф. Кречетов[b], В. В. Полянский[a], С. С. Сидорин[a], Е. А. Хафизова[a]

[a]Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53
[b]Объединенный институт ядерных исследований
Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6
**e-mail: baskov@x4u.lebedev.ru*

Поступила в редакцию 03.08.2023 г.
После доработки 13.08.2023 г.
Принята к публикации 22.09.2023 г.

Представлены результаты калибровки на космическом излучении сцинтилляционного амплитудно-координатного спектрометра толщиной $0.58X_0$. Регистрация световых сигналов в спектрометре осуществлялась фотоэлектронными умножителями ФЭУ-49 и ФЭУ-85, определяющими амплитудную и координатную системы, соответственно. Обнаружено, что относительное амплитудное и координатное разрешения зависят от точки прохождения частиц через спектрометр. Наилучшие относительное амплитудное и координатное разрешения определены в центре спектрометра и составили примерно 8.7% и 1.6 см соответственно.

DOI: 10.31857/S0032816224030017 **EDN:** OWAKWX

1. ВВЕДЕНИЕ

На тормозном пучке фотонов ускорителя С-25Р “Пахра” ФИАН с энергией до 500 МэВ создана экспериментальная установка, предназначенная для поиска ранее не наблюдавшихся относительно легких долгоживущих заряженных частиц $l^{\pm}$ с массой около 9 МэВ или “аномальных лептонов” [1, 2].

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

Энергия частиц, вылетевших из мишени и сепарируемых магнитом, находится в диапазоне до 50 МэВ. Для их регистрации используется сцинтилляционный спектрометр (СС). Модельные расчеты показывают, что для надежного выделения энергетического пика “аномальных лептонов” погрешность определения энергии регистрируемых СС частиц должна составлять менее 10%. В процессе эксперимента конструкция СС постоянно совершенствуется с целью получения требуемой точности [3, 4].

2. КОНСТРУКЦИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО АМПЛИТУДНО-КООРДИНАТНОГО СПЕКТРОМЕТРА

В данной работе представлены характеристики новой конструкции сцинтилляционного ам-

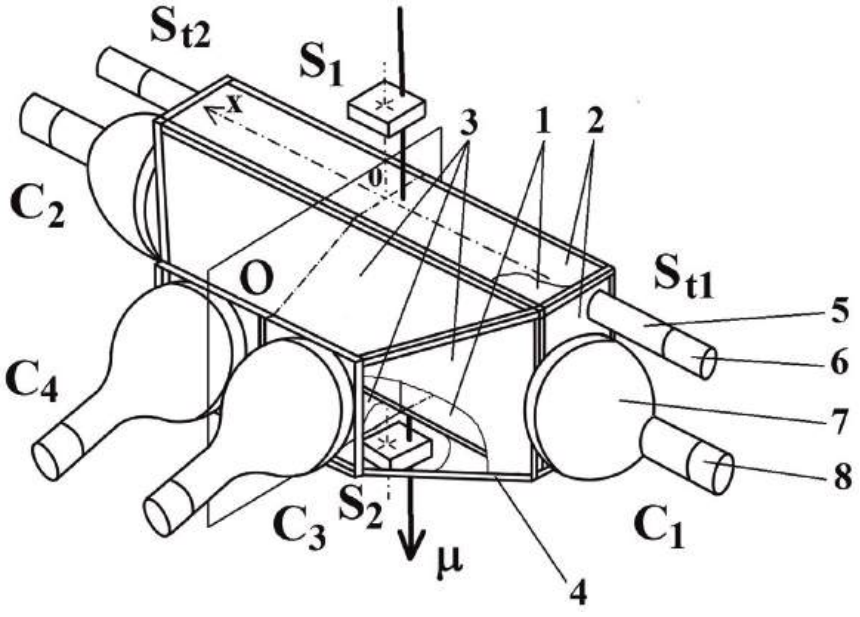


Рис. 1. Схема сцинтилляционного амплитудно-координатного спектрометра (светонепроницаемый корпус не показан): *1* — сцинтилляционный блок, *2* — отражатель из бумаги для копирования, *3* — металлизированный фольга, *4* — металлический каркас, *5* — ФЭУ-85, *6* — делитель напряжения ФЭУ-85, *7* — ФЭУ-49, *8* — делитель напряжения ФЭУ-49 (S_1 и S_2 — триггерные сцинтилляционные счетчики).

плитудно-координатного спектрометра (САКС), предназначенного для регистрации заряженных частиц, определения их энергии и координаты входа частицы в спектрометр (рис. 1). САКС является сцинтилляционным блоком *1* размером 510×145×235 мм^3 [5]. Регистрация световых вспышек, возникающих от взаимодействия заряженных частиц с блоком и входящих через грань размером 510×145 мм^2, осуществляется с помощью фотоэлектронных умножителей ФЭУ-49 и ФЭУ-85 со стандартными делителями напряжения. Радиационная длина блока при таком варианте входа заряженных частиц составляет $0.58X_0$, где X_0 — радиационная длина (для пластического сцинтиллятора $X_0 \approx 40$ см [6]).

САКС состоит из амплитудной и координатной систем. Амплитудная система включает четыре фотоэлектронных умножителя ФЭУ-49, просматривающих сцинтилляционный блок с двух противоположных граней размером 145×235 мм^2 (“горизонтальные” C_1 и C_2) и с верхней грани размером 510×235 мм^2 (“вертикальные” C_3 и C_4). Горизонтальные ФЭУ непосредственно без смазки плотно прижаты к граням блока, вертикальные расположены в 16 см от верхней грани блока симметрично плоскости О, проходящей через центр симметрии блока и разделяющей блок на два равных по объему меньших блока размерами 145×255×235 мм^3 (рис. 1). В качестве отражателя света использована бумага для копирования *2*, исключая верхнюю грань спектрометра и части боковых граней, занятых фотокатодами ФЭУ-49 и ФЭУ-85 (*5* и *7*). В качестве боковых отражателей для сбора света с верхней грани использована фольга *3*. Все ФЭУ-49 отобраны по коэффициентам усиления и минимальному относительному амплитудному разрешению.

Координатная система состоит из двух ФЭУ-85 (S_{t1} и S_{t2}), расположенных рядом с ФЭУ-49 и просматривающих сцинтилляционный блок с двух противоположных граней. ФЭУ-85 также без смазки плотно прижаты к граням блока. Как и в случае с ФЭУ-49, ФЭУ-85 были отобраны по критерию наилучшего временного разрешения, определяемого по полной ширине на половине высоты временного спектра при регистрации космических мюонов на установки отбора ФЭУ.

3. КАЛИБРОВКА СПЕКТРОМЕТРА

Предварительная калибровка САКС была выполнена на космическом излучении (рис. 1). Целью калибровки являлось определение зависимости энергетических и координатных характеристик САКС от точки входа мюонов в спектрометр.

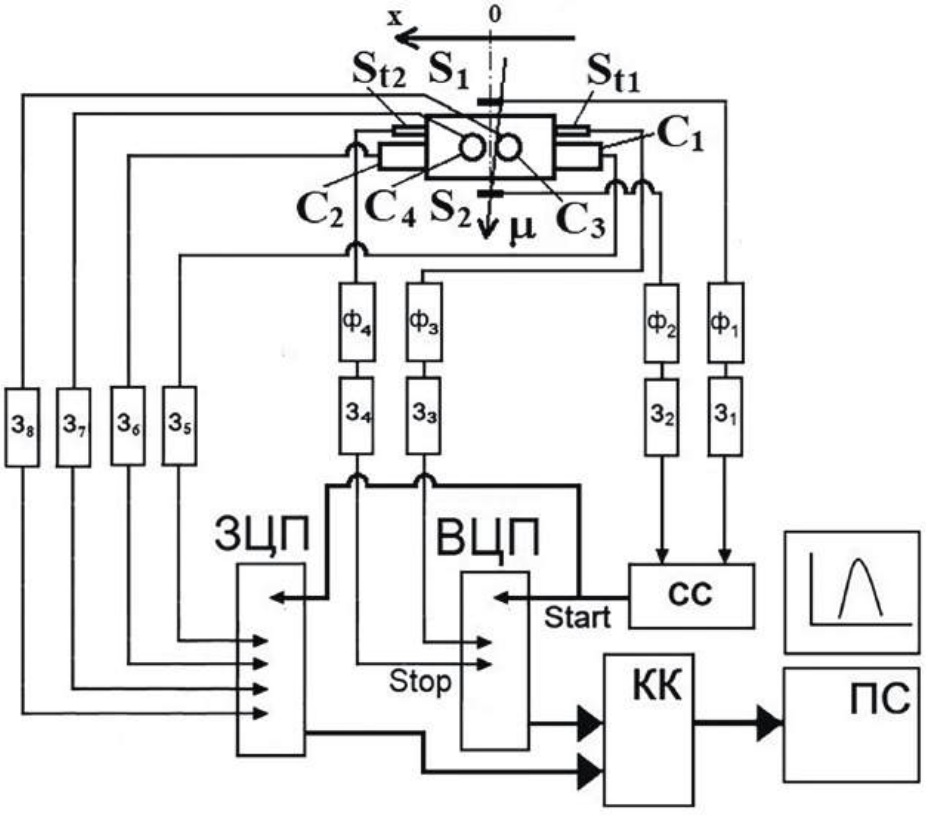


Рис. 2. Блок-схема калибровки сцинтилляционного амплитудно-координатного спектрометра: S_1 и S_2 — триггерные сцинтилляционные счетчики, C_1 — C_4 — амплитудная система, S_{t1} и S_{t2} — координатная система, $Ф_1$ — $Ф_8$ — блоки формирователей, $З_1$ — $З_4$ — блоки задержек, СС — схема совпадений, ЗЦП — зарядо-цифровой преобразователь, ВЦП — время-цифровой преобразователь, *Start* — сигнал запуска блоков ЗЦП и ВЦП, *Stop* — временные сигналы со счетчиков координатной системы S_{t1} и S_{t2}, КК — крейт-контроллер системы САМАС, ПС — персональный компьютер.

Блок-схема калибровки САКС представлена на рис. 2. Сигналы с триггерных счетчиков S_1 и S_2 размером 10×10×1 см^3 через формирователи $Ф_1$, $Ф_2$ и задержки $З_1$, $З_2$ подавались на входы схемы совпадений СС. Длительность сигналов составляла 10 нс. Сигнал со схемы совпадений СС длительностью 350 нс являлся триггерным сигналом *Start* для запуска четырех блоков на входе зарядо-цифрового преобразователя (ЗЦП) и время-цифрового преобразователя (ВЦП). На входы *Stop* блока ВЦП через блоки формирователей $Ф_3$, $Ф_4$ и блоки задержек $З_3$, $З_4$ подавались сигналы от ФЭУ-85 координатной системы S_{t1} и S_{t2}. На входы ЗЦП через блоки задержек $З_5$ — $З_8$ подавались сигналы от четырех ФЭУ-49 амплитудной системы C_1—C_4. Сигнал *Start* являлся также сигналом, с помощью которого через крейт-контролер системы САМАС проводилась запись сигналов в память компьютера.

Среднее энерговыделение, которое оставлял космический мюон в объеме САКС, составляло около $E \approx L \cdot dE/dx = 23.5 \cdot 2 \approx 47$ МэВ, где $L = 23.5$ см — толщина САКС, $dE/dx \approx$ ≈ 2 МэВ/см — средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в сцинтилляторе [6].

Калибровка САКС на космическом излучении проходила в два этапа. На первом этапе последовательно были выравнены амплитуды сигналов всех ФЭУ-49 таким образом, чтобы амплитудный спектр с каждого ФЭУ был расположен в рабочей области ЗЦП. Выравнивание амплитуд сигналов происходило изменением величин напряжения на делителях напряжения всех ФЭУ. Временные спектры с ФЭУ-85 с помощью изменения величин задержек блоков $Ф_3$ и $Ф_4$ были также помещены в рабочие диапазоны обоих каналов ЗЦП.

На втором этапе происходила основная калибровка САКС, заключавшаяся в определении амплитудных и координатных характеристик в зависимости от точки входа космических мю-

онов в спектрометр, которая осуществлялась изменением положений триггерных счетчиков относительно центра спектрометра на оси x (рис. 1 и 2).

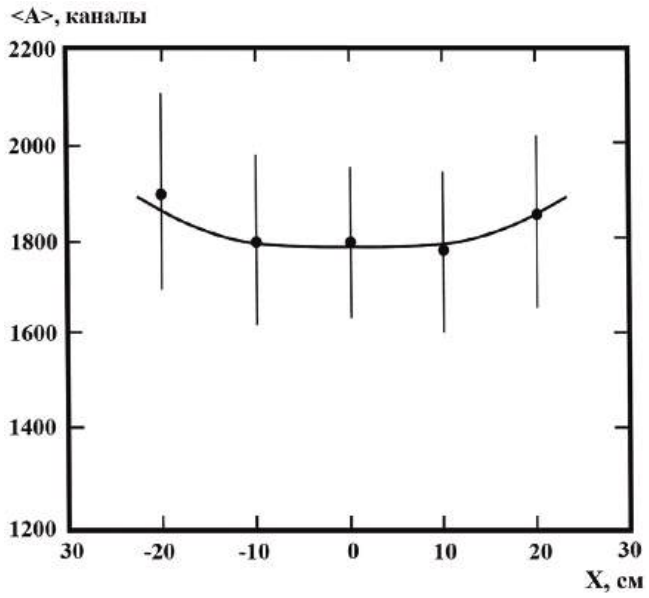


Рис. 3. Зависимость средней суммарной амплитуды четырех каналов САКС от точки входа космических мюонов в спектрометр.

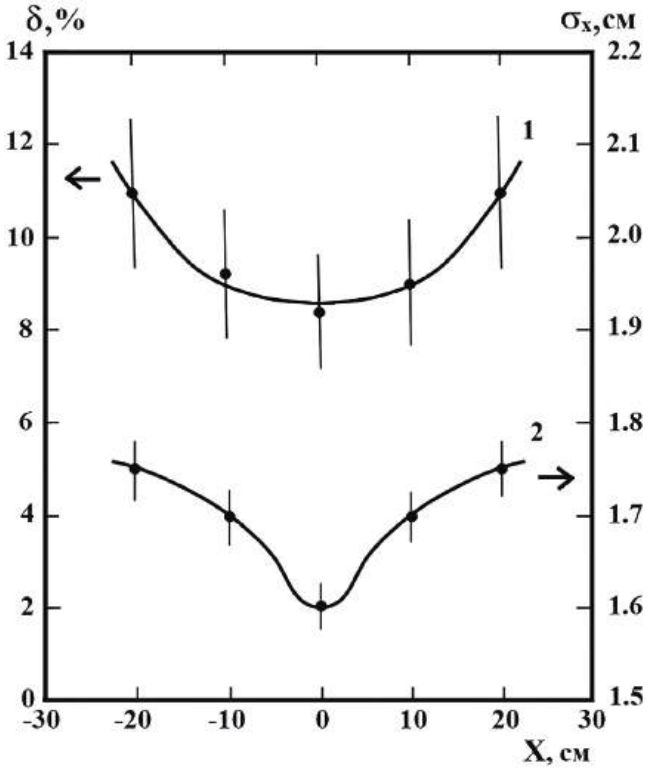


Рис. 4. Зависимость относительного амплитудного (кривая *1*) и координатного (кривая *2*) разрешений САКС от точки входа космических мюонов в спектрометр.

На рис. 3 представлена зависимость средней суммарной амплитуды четырех каналов САКС от точки входа космических мюонов в спектрометр. Видно, что диапазон изменений суммарной амплитуды между минимальными и максимальными значениями в центре спектрометра и боковыми гранями составляет около 500 каналов. В пределах ошибок зависимость средней суммарной амплитуды каналов САКС от точки входа космических мюонов в спектрометр можно считать линейной. Аналогичная зависимость наблюдалась в работе [7].

На рис. 4 представлены зависимости относительного амплитудного δ (кривая *1*) и координатного σ_x (кривая *2*) разрешений САКС также от положения триггерных счетчиков на оси x. Видно, что характер изменения обеих зависимостей одинаков с минимальными соответствующими значениями $\delta = 8.7\%$ и $\sigma_x = 1.6$ см в центре спектрометра ($x = 0$). В обоих случаях δ и σ_x ухудшаются при приближении триггерных счетчиков к боковым граням САКС до значений $\delta \sim 11\%$ и $\sigma_x \sim 1.8$ см соответственно.

Надо отметить, что на рис. 3 и 4 линии, описывающие экспериментальные результаты, проведены для наглядности. Погрешности значений относительного амплитудного и координатного разрешений на рис. 4 определялись процедурой подгонки амплитудных и координатных спектров полиномом стандартной программы OriginPro 9.0 и составили 15–20% от значений величин, представленных ни рисунках.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты калибровки сцинтилляционного амплитудно-координатного спектрометра на космическом излучении показали, что в зависимости от точки входа мюонов в спектрометр (при энерговыделении мюоном в спектрометре около 50 МэВ) относительное амплитудное разрешение составляет около 10%. Координатное разрешение изменятся незначительно от $\sigma_x = 1.6$ см в центре до $\sigma_x \sim 1.8$ см вблизи боковых граней. Таким образом, спектрометр способен определять энергию заряженных частиц области энергий 50 МэВ с точностью около 10% и может быть использован в установке для дальнейшего поиска “аномальных лептонов”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Аникина М.Х., Никитин В.А., Рихвицкий В.С.* Препринт ОИЯИ. Р1-2022-62, Дубна. 2023.
2. *Alekseev V.I., Baskov V.A., Dronov V.A., Krechetov Yu.F., L'vov A.I., Pavlyuchenko L.N., Polyanskiy V.V., Sidorin S.S.* // EPJ Web of Conferences (Baldin ISHEPP XXIV). 2019. V. 204. P. 08009.
   https://doi.org/10.1051/epjconf/201920408009
3. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // ПТЭ. 2021. № 1. С. 40.
   https://doi.org/10.31857/S003281622101002X
4. *Алексеев В.И., Басков В.А., Варфоломеева Л.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // ПТЭ. 2022. № 4. С. 36.
   https://doi.org/10.31857/S0032816222040152
5. *Алексеев В.И., В.А. Басков, Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В.* // ПТЭ. 2020. № 5. С.10.
   https://doi.org/10.31857/S0032816220050079
6. *Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П.* Прохождение частиц высоких энергий через вещество. Москва: Энергоатомиздат, 1985.
7. *Алексеев В.И., Басков В.А., Варфоломеева Л.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // ПТЭ. 2021. № 5. С. 28.
   https://doi.org/10.31857/S0032816221050013

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 9–13

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.8

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ С КРЕМНИЕВЫМИ ФОТОПРИЕМНИКАМИ EQR-15 ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ BM@N

© 2024 г. Ф. Ф. Губер[a], А. П. Ивашкин[a], Н. М. Карпушкин[a,*], А. И. Махнев[a], С. В. Морозов[a], Д. В. Серебряков[a], В. А. Басков[b], В. В. Полянский[b]

[a]Институт ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а
[b]Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

**e-mail: karpushkin@inr.ru*

Поступила в редакцию 11.09.2023 г.
После доработки 20.09.2023 г.
Принята к публикации 19.10.2023 г.

Уравнение состояния плотной ядерной материи содержит член, характеризующий изоспиновую (протон-нейтронную) асимметрию. Для исследования зависимости этого члена от плотности ядерной материи необходимо, помимо азимутальной асимметрии потоков заряженных частиц, измерять и азимутальную асимметрию потоков нейтронов, образующихся в плотной ядерной среде в процессе ядро-ядерных столкновений. Для этой цели в ИЯИ РАН разрабатывается высокогранулированный времяпролетный детектор нейтронов, который будет использоваться в эксперименте BM@N на выведенном пучке ускорителя “Нуклотрон” в ОИЯИ (Дубна). Этот детектор будет идентифицировать нейтроны и измерять их энергии в реакциях столкновений тяжелых ядер с энергиями до 4 ГэВ на нуклон. Приводятся результаты измерений временного разрешения и световыходов образцов сцинтилляционных детекторов, которые будут использоваться в нейтронном детекторе. Данные образцы изготовлены на основе наиболее доступного в настоящее время быстрого пластикового сцинтиллятора производства ОИЯИ размерами 40×40×25мм^3. Считывание света осуществляется при помощи фотоприемника EQR15 11-6060D-S. Полученные результаты сравниваются с результатами измерений для детектора такого же размера с быстрым сцинтиллятором EJ230 и тем же типом фотоприемника. Измерения выполнены на космических мюонах и на пучке электронов синхротрона “Пахра” (ФИАН, Троицк).

DOI: 10.31857/S0032816224030021 **EDN:** OWADJM

1. ВВЕДЕНИЕ

Программа исследований в рамках эксперимента BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) на выведенных пучках тяжелых ионов ускорителя “Нуклотрон” в ОИЯИ (Дубна) включает в себя изучение уравнения состояния сверхплотной ядерной материи, которая образуется в столкновениях тяжелых ионов с фиксированной мишенью при энергиях налетающих ионов до 4 ГэВ на нуклон [1, 2]. Уравнение состояния плотной ядерной материи содержит член, характеризующий изоспиновую (протон-нейтронную) асимметрию, называемый энергией симметрии [3]. Для изучения зависимости энергии симметрии от плотности ядерной среды, необходимо, помимо измерений азимутальной асимметрии потоков заряженных

частиц, измерять и потоки нейтронов, образующихся в ядро-ядерных столкновениях. Как было показано в единственном эксперименте по столкновению ионов золота при энергии 400 МэВ на нуклон, проведенном в GSI более 10 лет назад [4], уравнение состояния ядерной материи при нормальной ядерной плотности чувствительно к отношению прямых и эллиптических потоков нейтронов к соответствующим потокам заряженных адронов с единичным зарядом.

Эксперимент BM@N имеет уникальную возможность измерить отношения потоков нейтронов и протонов при энергиях ядерных столкновений, в которых достигается ядерная плотность, в 2–4 раза превышающая обычную ядерную плотность, и которая уже сравнима с плотностью ядерной материи, образующейся при слиянии нейтронных звезд. Потоки протонов будут измеряться магнитным спектрометром BM@N, а для идентификации и измерения энергии нейтронов в ИЯИ РАН разрабатывается новый высоко-гранулированный времяпролетный детектор нейтронов HGND (Highly Granularity Neutron Detector) [5].

Расположение HGND в экспериментальном зале BM@N возможно на расстоянии не более 480 или 700 см от мишени. При такой небольшой времяпролетной базе временное разрешение активных элементов детектора должно быть на уровне 100–150 пс, чтобы обеспечить приемлемое разрешение по энергии детектируемых нейтронов с кинетическим энергиями вплоть до 4 ГэВ. Для этого в качестве активных элементов HGND были выбраны пластиковые сцинтилляторы размерами $40\times40\times25$мм^3, свет с которых детектируется одним кремниевым фотоумножителем с активной площадью 6×6мм^2. Общее количество таких сцинтилляционных детекторов в детекторе нейтронов составляет около 2000 штук и, конечно, при выборе материала сцинтиллятора и типа фотоприемника необходимо учитывать требования как к временному разрешению сцинтилляционных детекторов, так и к оптимизации их стоимости. Для этого уже были проведены тестовые измерения, выполненные на космических мюонах, и опубликованы результаты для ряда образцов сцинтилляционных детекторов, собранных из сцинтилляторов и кремниевых фотоприемников от различных производителей [6].

В данной статье приводятся результаты дальнейших измерений временного разрешения и световыходов образцов сцинтилляционных детекторов на основе наиболее доступного в настоящее время быстрого пластикового сцинтиллятора, изготавливаемого в ОИЯИ, и использовании доступного в настоящее время фотоприемника EQR15 11-6060D-S [7]. Измерения выполнены на космических мюонах и на пучке электронов синхротрона “Пахра” (ФИАН, Троицк, Москва) [8]. Результаты измерений сравниваются с результатами измерений для образцов детектора с быстрым сцинтиллятором EJ230 [9] и тем же фотоприемником.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА КОСМИЧЕСКИХ МЮОНАХ

Для измерения временного разрешения сцинтилляционных детекторов были изготовлены несколько образцов размером $40\times40\times25$мм^3 со сцинтиллятором на основе полистирена с добавками 1.5% паратерфенила и 0.01% POPOP. Этот сцинтиллятор имеет время высвечивания 3.9 ± 0.7 нс. Для сравнения временное разрешение было также измерено для образцов детекторов на основе более быстрого сцинтиллятора EJ-230 с временем высвечивания 2.8 ± 0.5 нс и такими же размерами. По центру одной из больших граней каждого сцинтиллятора устанавливался кремниевый полупроводниковый фотодетектор с чувствительной площадью 6×6 мм^2. Оставшаяся поверхность этой грани была покрыта черной светопоглощающей лентой. Другие грани были покрыты белым диффузным отражателем на основе оксида титана TiO_2. Сами фотодетекторы смонтированы на разработанных печатных платах, на которых размещался также и тракт предусилителя. Сцинтиллятор и плата помещались в светозащитный корпус, изготовленный из углепластика на 3D-принтере.

В качестве фотодетекторов были использованы появившиеся недавно на рынке новые быстрые кремниевые фотоприемники EQR15 11-6060D-S [5], которые имеют квантовую эффективность 45% и усиление порядка $4\cdot10^5$. Сигнал со сцинтилляционного детектора усиливался с помощью предусилителя на основе ОУ LMH6629MF (усиление 20 дБ, полоса 600 МГц

по уровню 3 Дб, шум менее 2.2 нВ/√Гц). Для регистрации времени срабатывания сигнал с предусилителя подавался на схему с быстрым дискриминатором (ADCMP553) с постоянным порогом, с выхода которого сформированный дифференциальный сигнал затем оцифровывался для дальнейшего анализа с помощью прецизионного (с точностью отсчета 200 пс) аналого-цифрового преобразователя CAEN DT5742. Собственное временное разрешение фотоприемника с усилителем было измерено с помощью облучения фотоприемника пикосекундным лазером. Измеренный разброс задержки между триггерным сигналом лазера и откликом фотоприемника составил 30–40 пс [6]. В качестве стартового (триггерного) детектора использовался микроканальный ФЭУ с радиатором из кварца толщиной 20 мм Photonis XP85012-FIT/Q, работающий как черенковский детектор [10]. Временное разрешение такого детектора составляло 22 пс. Сигнал от стартового детектора также оцифровывался с помощью аналого-цифрового преобразователя CAEN DT5742. Временное разрешение, измеренное на космических мюонах, для сцинтилляционного детектора с пластмассовым сцинтиллятором производства ОИЯИ и фотоприемником EQR15 11-6060D-S составило 125 пс, а временное разрешение для сцинтилляционного детектора со сцинтиллятором EJ-230 и тем же фотоприемником составило 105 пс.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА ПУЧКЕ ЭЛЕКТРОНОВ УСКОРИТЕЛЯ “ПАХРА” (ФИАН, ТРОИЦК)

Для измерения временного разрешения образцов сцинтилляционных детекторов на пучке электронов была собрана установка (см. рис. 1). Пучок электронов синхротрона “Пахра” с энергией 300 МэВ выводится в экспериментальную зону, где собрана установка для проведения измерений. На оси пучка установлены вето-счетчик и два сцинтилляционных детектора *1 с* поперечным размером 10×10 мм^2 и толщиной 5 мм, которые определяли размер пучка на исследуемых детекторах. Исследуемые сцинтилляционные детекторы *2* с установленными фотоприемниками *3* и быстрый триггерный детектор, состоящий из кварцевого радиатора *4* и микроканального ФЭУ *5*, установлены дальше по пучку.

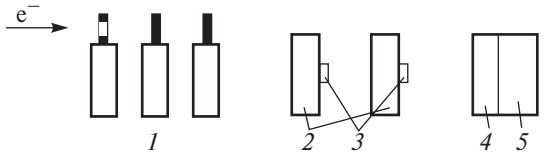


Рис. 1. Схема установки для измерения характеристик детекторов на пучке электронов ускорителя “Пахра” (ФИАН, Троицк): *1* — пучковые счетчики, *2* — образцы сцинтилляторов, *3* — фотодиоды, *4* — кварцевый черенковский радиатор, *5* — МСР ФЭУ.

Временное разрешение, измеренное на пучке электронов, для сцинтилляционного детектора с пластмассовым сцинтиллятором производства ОИЯИ и фотоприемником EQR15 11-6060D-S составило 117 пс, а временное разрешение для сцинтилляционного детектора со сцинтиллятором EJ-230 и тем же фотоприемником составило 74 пс. Спектры на рис. 2 представляют собой разницу во времени отсчетов компараторов для сигнала с фотодетектора и сигнала с быстрого триггерного черенковского счетчика MCP. Справа показан спектр, измеренный на пучке электронов, слева на том же рисунке для сравнения показан спектр, полученный для космических мюонов.

Также на пучке электронов для сцинтилляционных детекторов был измерен световыход, выраженный в фотоэлектронах, для минимально ионизирующей частицы (MIP) по методике, описанной в [6]. Параметр, характеризующий зависимость разброса сигнала от его амплитуды, для фотоприемника EQR15 11-6060D-S дает коэффициент пересчета 1.8 мВ/фотоэлектрон по сравнению с предыдущими измерениями с фотоприемниками Hamamatsu и SensL, которые дали значения 0.47 мВ/ф.э. и 0.68 мВ/ф.э. соответственно [6]. При этом пик амплитуды для MIP-сигнала дает величину световыхода для детектора со сцинтиллятором JINR на уровне 158 ± 9 фотоэлетронов, а для детектора со сцинтиллятором EJ230 дает значение 292 ± 2 фотоэлектрона. Видно, что для сцинтиллятора EJ-230 световыход больше почти в два раза, что также приводит к улучшению временного разрешения детектора с этим сцинтиллятором. При этом был также учтен эффект влияния формы сигнала на коэффициент пересчета. Измерения, проведенные по форме сигнала для сцинтиллятора производства ОИЯИ, показали, что отношение площади сигнала (заряда) к его

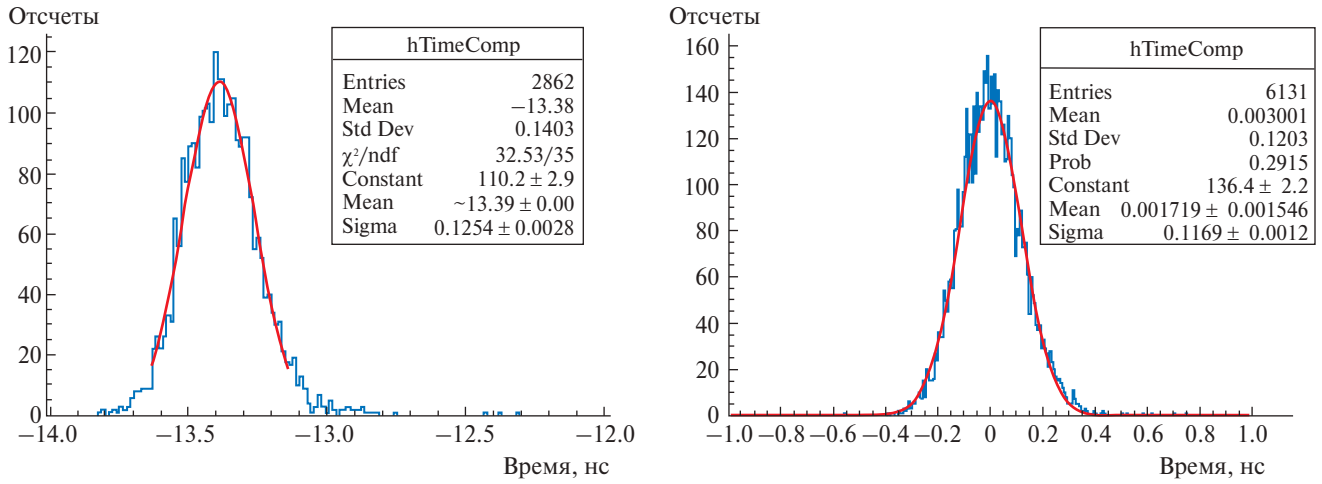


Рис. 2. Результаты измерения временного разрешения для сцинтилляционного детектора со сцинтиллятором ОИЯИ и фотодетектором EQR15 11-6060D-S на космических мюонах (слева) и пучке электронов (справа).

амплитуде составило 18.22, а для сцинтиллятора EJ-230 значение 18.01. Это дает неточность в измерении коэффициента пересчета на уровне 1.1%, что сравнимо с ошибкой измерения световыхода по MIP-сигналу.

Были также проведены сканирования пучком электронов по поверхности сцинтилляторов. Результат тестирования разных точек поверхности сцинтиллятора производства ОИЯИ показал, что отношение световыхода для частиц, проходящих через центр сцинтиллятора к световыходу частиц, проходящих по краю сцинтиллятора, составляет 1.45, а временное разрешение при этом на краю ухудшается на 6%. Этим объясняется то, что на космических мюонах полученное временное разрешение немного хуже, чем полученное при измерениях на пучке электронов, так как в случае космических мюонов треки проходят равновероятно по всей поверхности сцинтиллятора, и значение временного разрешения представляет собой усредненное значение для всех точек поверхности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерено временное разрешение образцов сцинтилляционных детекторов на пучке электронов с энергией 300 МэВ на синхротроне “Пахра” (ФИАН, Троицк, Москва) для двух типов пластмассовых сцинтилляторов: сцинтиллятора отечественного производства ОИЯИ (Дубна) и сцинтиллятора EJ-230 с использованием в обоих случаях для считывания света китайских фотоприемников EQR15 11-6060D-S. Применение отечественного сцинтиллятора производства ОИЯИ дает временное разрешение на уровне 120 пс, что укладывается в требования для конструируемого детектора нейтронов. Благодаря значительно более быстрому времени высвечивания сцинтиллятора EJ-230, временное разрешение сцинтилляционного детектора, изготовленного на его основе (75пс), лучше, чем временное разрешение детектора, изготовленного на основе сцинтиллятора ОИЯИ, для проведенных измерений в одинаковых условиях на пучке электронов. Однако с учетом того, что стоимость сцинтиллятора EJ-230 выше, в качестве основного варианта в настоящее время предлагается использовать для HGND сцинтилляторы производства ОИЯИ, так как временное разрешение на уровне 100–150 пс вполне приемлемо для проведения исследований анизотропии потоков нейтронов в эксперименте BM@N.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в ИЯИ РАН и поддержана Российским научным фондом (грант № 22–12–00132).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kapishin M.* // JPS Conf. Proc. 2020. V. 32. P. 010093. http://doi.org/10.7566/JPSCP.32.010093
2. *Senger P. and on behalf of the BM@N collaboration.* // PoS CPOD2021. 2022. V. 400. P. 033. http://dx.doi.org/10.22323/1.400.0033

3. *Sorensen A., Agarwal K., Brown K.W., Chajecki Z., Danielewicz P. et al.* // Progress in Particle and Nuclear Physics. Available online 19 September 2023. 104080. https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2023.104080
4. *Russotto P., Wu P.Z., Zoric M. et al.* // Phys. Lett. 2011. V. 697. P. 471. https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.02.033
5. *Guber F., Finogeev D., Golubeva M., et al.* // High Energy Physics. In press. 2023. https://doi.org/10.48550/arXiv.2309.09610
6. *Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Серебряков Д.В.* // ПТЭ. 2023. № 4. С. 36. https://doi.org/10.31857/S0032816223030060
7. Eqr15 series sipms. http://www.ndl-sipm.net/PDF/Datasheet-EQR15.pdf.
8. *Alekseev V.I., Baskov V.A., Dronov V.A., L'vov A.I., Koltsov A.V., Krechetov Y.F., Malinovsky E.I., Pavlyuchenko L.N., Polyanskiy V.V., Sidorin S.S.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1390. P. 012127. http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1390/1/012127
9. E. Technology. https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-228-ej-230.
10. *Karavicheva T.L. and on behalf of the ALICE Collaboration*. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 798. P. 012186. https://doi.org/10.1088/1742-6596/798/1/012186

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 14–24

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.8

РАЗРАБОТКА ВЫСОКОГРАНУЛЯРНОГО ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

© 2024 г. Ф. Ф. Губер[a], М. Б. Голубева[a], А. А. Зубанков[a, b], А. П. Ивашкин[a], А. В. Известный[a], Н. М. Карпушкин[a, *], Д. Д. Ляпин[a, b], М. В. Мамаев[a, b], А. И. Махнёв[a, c], С. В. Морозов[a], П. Е. Парфенов[a, b], Д. В. Серебряков[a], Д. А. Финогеев[a], А. И. Шабанов[a]

[a]Институт ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а
[b]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31
[c]Московский физико-технический институт
Россия, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9
**e-mail: karpushkin@inr.ru*

Поступила в редакцию 25.09.2023 г.
После доработки 14.12.2023 г.
Принята к публикации 10.01.2024 г.

Приводится описание конструкции детектора HGND (Highly Granular Neutron Detector) для измерения азимутальных потоков нейтронов с энергиями от 300 до 4000 МэВ, образующихся в столкновениях тяжелых ионов в эксперименте BM@N (Barionic Matter at Nuclotron) на выведенном пучке ускорителя "Нуклотрон" ОИЯИ (Дубна) при энергиях пучков 2–4 АГэВ. Детектор состоит из 16 слоев пластиковых сцинтилляционных детекторов, имеющих ячеистую структуру, с медными поглотительными пластинами между слоями. Представлены результаты измерения временного разрешения сцинтилляционных ячеек с использованием кремниевых фотодетекторов. Описана предлагаемая схема электроники считывания сигналов со сцинтилляционных ячеек. Приведены результаты моделирования аксептанса нейтронного детектора, эффективности регистрации нейтронов, разрешения по энергии нейтронов и оценка скоростей счета нейтронов для реакции Bi+Bi при энергии 3 АГэВ.

DOI: 10.31857/S0032816224030039 **EDN:** OVZKEE

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование уравнения состояния плотной ядерной материи [1] является одной из центральных тем современной ядерной физики. Оно устанавливает связь между давлением, плотностью, энергией, температурой и энергией симметрии. Член уравнения, отвечающий за энергию симметрии, характеризует изоспиновую асимметрию ядерной материи $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$, где ρ_n, ρ_p и ρ — плотности нейтронной, протонной и ядерной материи соответственно. Определение ограничения на значение этого члена очень важно для астрофизики, поскольку соотношение массы и радиуса нейтронных звезд, а также динамика слияний нейтронных звезд сильно зависят от вклада этого члена в уравнение состояния нейтронной материи высокой плотности [2].

За последние два десятилетия наиболее строгие ограничения на значения членов уравнения состояния ядерной материи исходят из доступных измерений анизотропии потоков заряженных частиц в экспериментах по столкновениям изоспин-симметричных тяжелых ионов. Анизотропный поток выражается через коэффициенты разложения Фурье азимутального распределения образующихся при столкновении частиц относительно плоскости реакции (плоскости

вектора прицельного параметра и направления пучка ионов):

$$\rho(\varphi) = \frac{1}{2\pi}\left(1 + 2\sum\nolimits_{n=1}^{\infty} v_n \cos\left(n\left(\varphi - \Psi_{RP}\right)\right)\right),$$

где φ — азимутальный угол частицы, образовавшейся при столкновении, Ψ_{RP} — угол плоскости реакции и $v_n = \left\langle \cos n\left(\varphi - \Psi_{RP}\right)\right\rangle$. Первый и второй коэффициенты этого разложения, v_1 и v_2, называются прямым потоком и эллиптическим потоком соответственно.

Большая часть экспериментальных данных получена в столкновениях Au+Au, выполненных при энергиях пучков до 1.5 АГэВ в GSI (Дармштадт, Германия) на пучках ускорителя SIS18 и в BNL (США) с использованием пучков ускорителя AGS. На SIS18 ионы золота были ускорены до кинетических энергий 1.5 АГэВ, при которых средние ядерные плотности достигают двух ядерных плотностей ρ_0. Коллаборация FOPI в GSI измерила эллиптический поток v_2 протонов, дейтронов, тритонов и ^{3}He в столкновениях Au + Au при кинетических энергиях пучка от 0.4 до 1.5 АГэВ [3]. Показано, что уравнения состояния ядерной материи с умеренно низким коэффициентом несжимаемости хорошо описывают данные эллиптического потока v_2 протонов, хотя между разными наборами экспериментальных данных наблюдались некоторые расхождения. Отношение прямого и эллиптического потоков нейтронов к соответствующим потокам протонов $v_{1,2}{}^n / v_{1,2}{}^p$ также является чувствительной наблюдаемой величиной вклада энергии симметрии в уравнение состояния ядерной материи высокой плотности. В настоящее время имеется лишь несколько экспериментальных результатов по исследованию отношения прямого и эллиптического потоков нейтронов к соответствующим потокам заряженных частиц $v_{1,2}{}^n / v_{1,2}{}^{Z=+1}$ (Z=1), полученных в столкновениях Au + Au при энергиях 400, 600, 800 МэВ/нуклон в экспериментах FOPI/LAND [4, 5]. Наиболее достоверные данные были получены позднее в эксперименте ASY EOS с существенно большей точностью, но только при энергии 400 МэВ/нуклон [6].

Было показано, что отношение эллиптических потоков как функция поперечного импульса $v_2{}^n(p_T) / v_2{}^p(p_T)$ соответствует умеренно мягкому типу уравнения состояния. Однако такая оценка члена симметрии имеет значительные систематические ошибки, а при более высоких энергиях, 600 и 800 МэВ/нуклон, вероятность адронных ливней в используемом нейтронном детекторе LAND [7] возрастает и достоверность получаемых данных падает. Уравнения состояния с низким коэффициентом несжимаемости плотной ядерной материи также подтверждаются в экспериментах по образованию каонов в ядерно-ядерных столкновениях при энергиях SIS18 [10].

Поперечные и эллиптические потоки протонов при более высоких ядерных плотностях были измерены в столкновениях Au+Au при кинетических энергиях пучка от 2 до 11 АГэВ в AGS в Брукхейвене [11, 12]. Было показано, что эллиптический поток протонов при энергии 2 АГэВ более совместим с уравнением состояния с высоким значением коэффициента несжимаемости [13]. С другой стороны, астрофизические экспериментальные измерения масс наиболее массивных нейтронных звезд с высокой ядерной плотностью исключают мягкий тип уравнение состояния [1].

Уже сейчас появляются хорошие возможности для изучения уравнения состояния при барионных плотностях ядерной материи с 2–4 ρ_0 и получения новых экспериментальных результатов на BM@N (The Baryonic Matter at Nuclotron) — первом работающем эксперименте с фиксированной мишенью на ускорительном комплексе NICA [14, 15]. Первый набор данных Xe+CsI при энергии 3.8 АГэВ был выполнен в 2023 году.

В данной статье содержится краткое описание установки BM@N, подробности конструкции и расположения детектора нейтронов с предлагаемой электроникой, а также экспериментальные результаты измерения времяпролетного разрешения сцинтилляционных детекторов (ячеек). Результаты моделирования аксептанса, эффективности регистрации нейтронов, разрешения по энергии нейтронов и оценки скоростей счета нейтронов представлены и для реакции Bi+Bi при энергии 3 АГэВ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА BM@N

Эксперимент BM@N является частью ускорительного комплекса NICA (см. рис. 1) и размещен на выведенном пучке нуклотрона

в экспериментальном зале [16]. Нуклотрон обеспечивает пучки самых разных частиц, от протонов до ионов золота, с кинетической энергией в диапазоне от 1 до 6 ГэВ/нуклон для легких ионов с отношением Z/A ~ 0.5 и до 4.5 ГэВ/нуклон для тяжелых ионов с отношением Z/A ~ 0.4. Недавно, в начале 2023 года, на BM@N был проведен физический сеанс для изучения реакции Xe+CsI с двумя кинетическими энергиями ионов ксенона: 3 и 3.8 АГэВ. Схема установки BM@N, которая использовалась в этом эксперименте, показана на рис. 2 и включает в себя дипольный магнит с зазором 96 см и длиной полюса около 1 м. Магнитное поле можно менять до значения 1.2 Тл, чтобы получить оптимальное значение аксептанса детектора BM@N и разрешение по импульсам для различных сталкивающихся систем и энергий пучка.

Идентификация частиц осуществляется путем измерения времени пролета с помощью времяпролетных детекторов TOF-400 и TOF-700, размещенных на расстоянии 4 м и 7 м от мишени соответственно. Они состоят из многозазорных резистивных плоских камер (MRPC) со стриповым считыванием и обеспечивают временное разрешение 80 пс для TOF-400 и 115 пс для TOF-700. Эти детекторные системы позволяют идентифицировать адроны (π, K, p), а также легкие ядра с импульсом до нескольких ГэВ/с, образующиеся при столкновениях ядер с мишенью. Трековая система состоит из трех плоскостей двухкоординатных кремниевых детекторов (STS), семи трековых станций на основе трехзазорных камер газового электронного умножения (GEM), установленных в магните, и двух катодно-дрейфовых камер (CDC), расположенных за магнитом. Система STS + GEM позволяет измерять импульсы заряженных частиц с относительной ошибкой от 2.5% для импульса 0.5 ГэВ/с до 4.5% для импульса 3.5 ГэВ/с. Эта система также обеспечивает измерения множественности рождающихся заряженных частиц, которую можно использовать в качестве дополнительной оценки центральности столкновения. Для измерения центральности и ориентации плоскости реакции при ядерно-ядерном столкновении используется передний адронный калориметр (FHCal) вместе с передним кварцевым годоскопом (FQH) и многоканальной сцинтилляционной стенкой (ScWall), последняя также используется для измерения заряженных фрагментов-спектаторов. Также установка содержит пучковые и триггерные детекторы, показанные на рис. 2.

Рис. 1. Комплекс установок NICA в ОИЯИ, Дубна. Установка BM@N размещена на выведенном пучке нуклотрона.

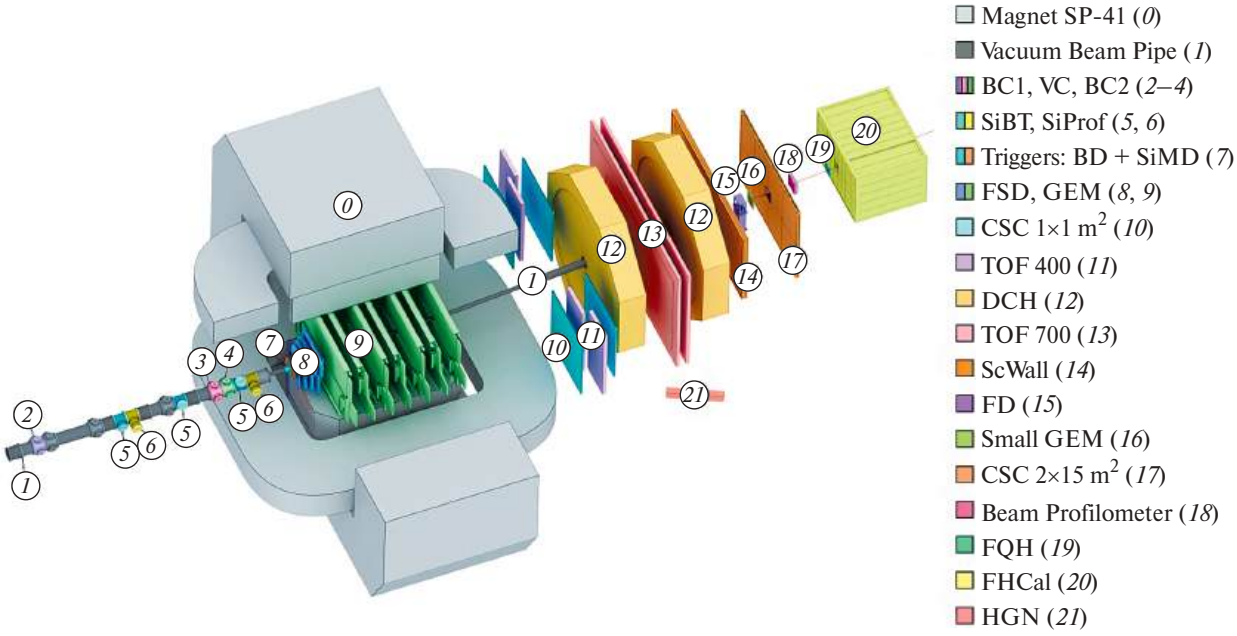


Рис. 2. Схематическое изображение установки BM@N на сеансе Xe+Cs I.

3. КОНЦЕПЦИЯ НОВОГО ВЫСОКОГРАНУЛИРОВАННОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ (HGND) ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

Для измерения выходов нейтронов и азимутальных потоков нейтронов и протонов необходима разработка нового детектора для идентификации нейтронов и реконструкции их энергий. На сегодняшний день существуют только два нейтронных детектора для измерения нейтронов с энергией до 1 ГэВ: LAND [7] и NeuLAND [9], оба разработанные и изготовленные в GSI. Эти детекторы нейтронов используют времяпролетный метод для идентификации нейтронов и измерения их энергии. Активная часть этих детекторов состоит из длинных сцинтилляционных пластин со считыванием света с помощью ФЭУ с обоих концов. Детектор LAND обеспечивает временное разрешение около 250 пс и эффективность регистрации 80% для одиночных нейтронов с энергиями выше 400 МэВ. В отличие от LAND, который имеет структуру с чередующимися слоями пластикового сцинтиллятора и железа толщиной 5 мм, детектор NeuLAND состоит только из пластиковых сцинтилляционных слоев (без поглотителя) и имеет продольную длину 3 м вместо 1 м, как у LAND. Детектор NeuLAND имеет временное разрешение около 150 пс и эффективность регистрации одиночного нейтрона 95% в диапазоне энергий 400–1000 МэВ. В реакции Au+Au при 400 АМэВ соотношение потоков нейтрон/заряженные частицы с Z=1 измерялось [8] с использованием только LAND.

С учетом значительно более высокого энергетического диапазона нейтронов (до 4 ГэВ), образующихся в столкновениях тяжелых ионов на BM@N, и развития адронных ливней при этих энергиях в объеме детектора, предлагается разработать новый тип детектора нейтронов (HGND). Вместо длинных пластин сцинтилляторов предлагается использовать массив из небольших сцинтилляционных детекторов (ячеек) с индивидуальным считыванием света с помощью SiPM. Каждая ячейка должна обеспечивать временное разрешение 100–150 пс. Медные поглотители между активными слоями необходимы для обеспечения набора необходимой длины взаимодействия детектора HGND в ограниченном пространстве BM@N. Детали конструкции детектора HGND будут обсуждаться в следующем разделе.

Место для размещения детектора HGND на установке BM@N сильно ограничено. Новый детектор нейтронов предлагается разместить сразу за детектором TOF-400 на расстоянии 500 см от мишени до входной поверхности детектора HGND (красные прямоугольники на рис. 3). В этом положении нейтроны можно измерять в диапазоне углов 17–22.3° относительно оси ионного пучка. В этом диапазоне углов между мишенью и детектором нейтронов

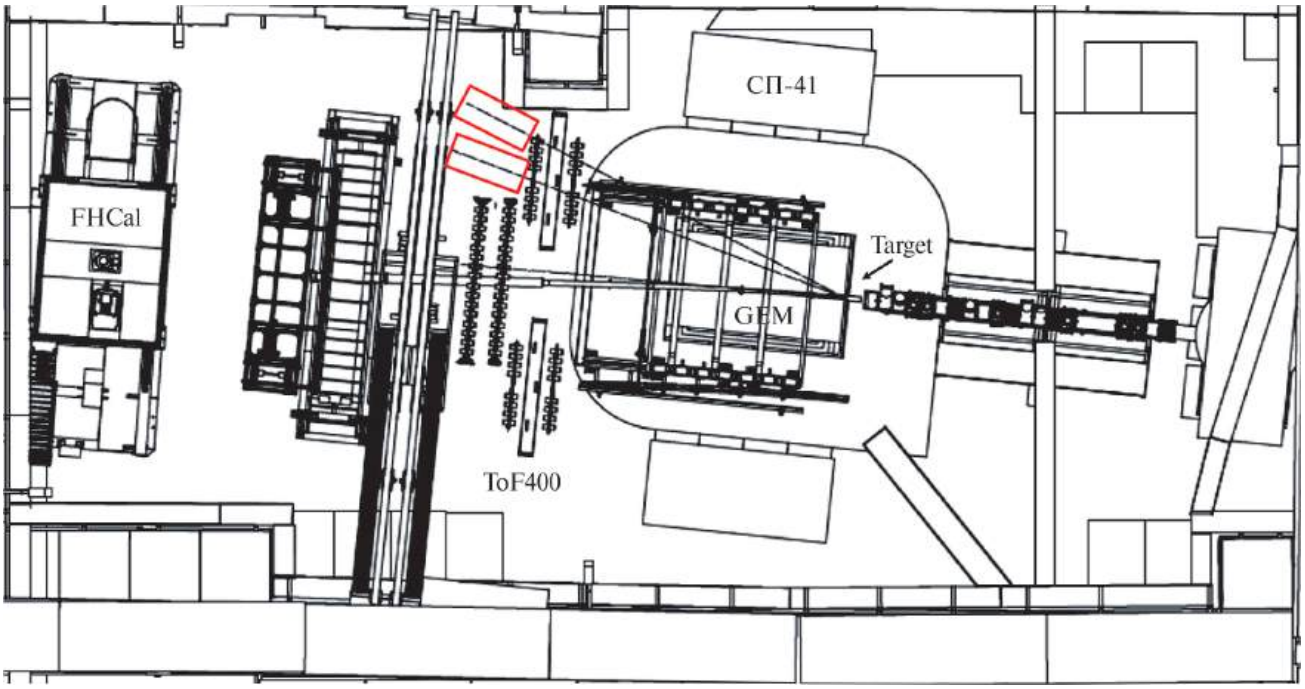


Рис. 3. Два положения детектора HGND (красные прямоугольники) при угле вылета нейтронов 17° и 22.3°.

находится минимум материалов от других детекторов. Из-за ограниченного пространства длина нейтронного детектора не может превышать 1 м.

4. КОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА

Детектор HGND состоит из 16 чередующихся активных слоев, при этом каждый из них содержит 121 ячейку, которые сгруппированы в матрицу 11×11, и медными поглотительными пластинами, расположенными между ними. Первый сцинтилляционный слой будет использоваться в качестве детектора VETO для разделения нейтральных и заряженных частиц. Пластины поглотителя размерами 44×44×3 см^3 и сцинтилляционные слои смонтированы на общей опорной раме. Полная длина детектора HGND составляет около 1 м и соответствует примерно 3 длинам ядерного взаимодействия.

Ячейки состоят из пластикового сцинтиллятора размером 4×4×2.5 см^3 и изготовлены из сцинтилляторов на основе полистирола с добавками 1.5% паратерфенила и 0.01% POPOP. Этот пластиковый сцинтиллятор со временем затухания света 3.9 ± 0.7 нс производится в ОИЯИ. Одна из больших граней (4×4 см^2) каждого сцинтиллятора будет покрыта черным светопоглощающим слоем с окном размером 6×6 мм^2 в центре, в которое будет установлен кремниевый фотоумножитель. Остальные грани будут покрыты белым красителем на основе TiO_2, обеспечивающим эффективное диффузное отражение. Считывание света осуществляется кремниевым фотоумножителем (SiPM) EQR15 1-6060D-S [17]. Этот SiPM имеет активную область 6×6 мм^2, размер пикселей 15×15 мкм^2, общее количество пикселей 160 000, квантовую эффективность 45% и коэффициент усиления $4\cdot10^5$. Как вариант, рассматривалось также использование быстрых сцинтилляторов EJ-230 [18]. Измеренное временное разрешение ячейки на основе сцинтиллятора ОИЯИ составило 117±2 пс [19]. Из-за значительно более быстрого затухания света EJ-230 (2.8±0.5 нс) измеренное временное разрешение ячейки на основе EJ-230 составляет 74±1 пс [19]. Такое временное разрешение было получено с использованием поправки времени на амплитуду сигнала [20]. Из-за высокой стоимости EJ-230 использование сцинтилляторов ОИЯИ сейчас рассматривается как основной вариант для детектора HGND.

Каждый активный слой детектора HGND (см. рис. 4) состоит из напечатанного на 3D-принтере светонепроницаемого корпуса из PETG, в котором размещен 121 сцинтиллятор (11×11) Корпус закрыт двумя проставками толщиной 1 мм, изготовленными из гнутых и штампованных алюминиевых листов *3*, *8*. Эти листы имеют круглые отверстия, расположенные перед цен-

тром каждого сцинтиллятора. На одной из сторон корпуса установлены две печатные платы *2* с 55 и 66 SiPM соответственно, обеспечивающие считывание света. На этих платах расположены предусилитель и LVDS-компараторы, которые вырабатывают сигнал для схемы считывания. На другой стороне корпуса смонтирована печатная плата со 121 светодиодом *7*, обеспечивающая возможность калибровки каждого канала.

В связи с большим общим количеством каналов считывания в детекторе HGND (1936), была разработана многоканальная система считывания на базе программируемых логических интегральных схем (ПЛИС) Kintex. Реализованные на нем время-цифровые преобразователи (ВЦП) выполняют точные измерения переднего и заднего фронтов сигнала с компаратора, а разность этих времен дает оценку амплитуды сигнала ToT [21]. Точность отсчета ВЦП составляет 100 пс, что соответствует требованиям временного разрешения ячейки. Динамический диапазон сигналов ячеек сравнительно невелик и составляет от 1 до 10 MIP (Minimum Ionizing Particle).

Одна плата считывания с тремя ПЛИС будет содержать 250 каналов, а всего потребуется восемь плат для считывания всех каналов детектора HGND. Платы считывания содержат все тепловыделяющие компоненты, такие как ПЛИС, микросхемы источников питания и приемопередатчики связи. Каждая из плат считывания соединяется с четырьмя частями (полуслоями) печатных плат с фотодиодами через краевые разъемы печатной платы. Схематический вид детектора HGND показан на рис. 5. Система считывания на базе ПЛИС синхронизируется по времени с сетью White Rabbit и будет интегрирована в общую систему сбора данных эксперимента BM@N.

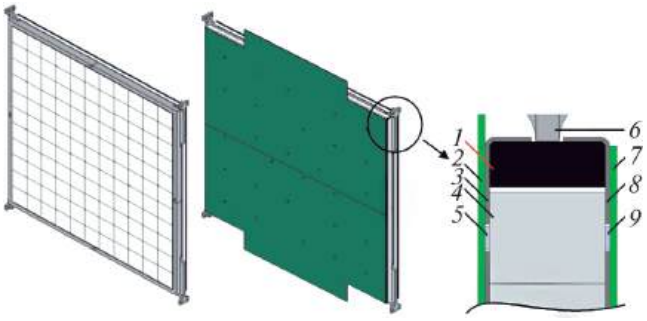


Рис. 4. Схематическое изображение сборки сцинтилляционного слоя детектора HGND. Слева: расположение 121 ячейки в корпусе сборки. В центре: сборка с двумя печатными платами, прикрепленными к матрице сцинтилляторов. Справа: вид в поперечном разрезе полностью собранной сборки с печатными платами: *1* — каркас корпуса; *2* — одна из двух плат с 55 или 66 SiPM (5); *3* и *8* — алюминиевые пластины обеих сторон каркасного корпуса с отверстиями для фотодиодов и светодиодов; *4* — сцинтиллятор; *5* — фотодиод; *6* — кронштейн опоры сборки; *7* — плата светодиодов; *9* — светодиод.

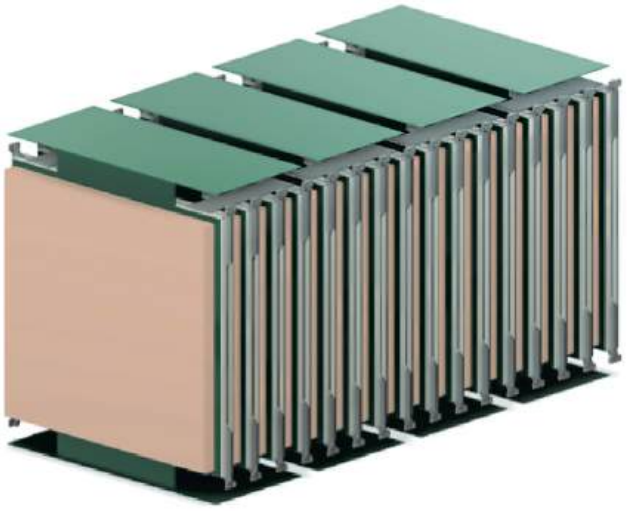


Рис. 5. Схематический вид детектора HGND в сборе с платами считывания сверху и снизу детектора.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ ДЕТЕКТОРА HGND

Моделирование детектора HGND методом Монте-Карло было проведено для изучения его аксептанса по быстроте и поперечному импульсу детектируемых нейтронов, эффективности регистрации нейтронов, оценки загрузки, фоновых условий и т.д. Около 10^6 событий без ограничений на центральность для реакции Bi + Bi при энергии 3.0 АГэВ было получено с помощью генератора событий DCM-QGSM-SMM [22, 23]. Прохождение частиц через детекторы BM@N и HGND было смоделировано с помощью пакета GEANT4 [24], интегрированного в программный пакет BmnRoot [25]. Детектор HGND при моделировании располагался под углом 17° относительно оси ионного пучка на расстоянии 500 см от мишени. Зависимость времени пролета первичных нейтронов от мишени до входной поверхности детектора HGND от их кинетической энергии показана на рис. 6 слева. Тот же график для фоновых нейтронов и всех заряженных частиц, попавших в объем детектора HGND с любых его сторон, показан

на рис. 6 справа. Для уменьшения значительной части фона предлагается анализировать только частицы, попадающие на детектор HGND в первые 25 нс после взаимодействия иона в мишени (горизонтальные линии на рис. 6). При этом спектр первичных нейтронов будет начинаться с кинетической энергии 300 МэВ. Число фоновых нейтронов в этом диапазоне энергий уменьшится примерно в 6 раз.

График зависимости поперечного импульса от быстроты показан на рис. 7 сверху. Здесь показан аксептанс детектора HGND для первичных нейтронов с отбором по времени пролета от мишени до HGND менее 25 нс. Распределения по быстроте и поперечному импульсу первичных нейтронов (красная кривая) и фоновых нейтронов (зеленая кривая) показаны на рис. 7 (в центре и снизу соответственно). Видно, что под этим углом детектор HGND будет регистрировать первичные нейтроны в диапазоне быстрот 0.8–1.8, включая область средней быстроты $y_0 = 1.05$, как показано розовой вертикальной линией. Для сравнения, синими кривыми показаны распределения протонов по быстроте и поперечному импульсу, измеренные спектрометром BM@N.

Распределение попаданий всех частиц в ячейки слоя VETO без отбора по времени показано на верхнем графике рис. 8. Аналогичное распределение с отбором по времени 25 нс показано на рис. 8 в центре. Большая частота попаданий наблюдается на стороне VETO, которая находится ближе к оси луча. Частота попаданий нормирована на одно взаимодействие в мишени. При максимальной ожидаемой частоте взаимодействий около 7 кГц частота попаданий в одиночной ячейке VETO ожидается не более 350 в секунду. Из-за низкой частоты попаданий вероятность наличия двух и более попаданий в один сцинтиллятор составляет менее 0.3% (рис. 8 снизу).

Энергетические спектры и распределения множественности первичных (синий) и фоновых (зеленый) нейтронов с временем пролета менее 25 нс на входной поверхности детектора HGND в выбранном положении показаны на рис. 9. Для сравнения показаны соответствующие энергетические спектры нейтронов без отбора по времени (красный и розовый).

Видно, что для первичных нейтронов с энергией более 300 МэВ преобладает множественность нейтронов равная единице. Использование отбора по времени менее 25 нс позволяет существенно снизить множественность фоновых событий в рассматриваемом диапазоне энергий первичных нейтронов.

В настоящее время ведется разработка методов идентификации нейтронов и реконструкции их энергий в HGND с реалистичным фоном и множественностью нейтронов. Тем не менее верхний предел эффективности регистрации HGND можно оценить по моделированию первичных нейтронов с множественностью равной

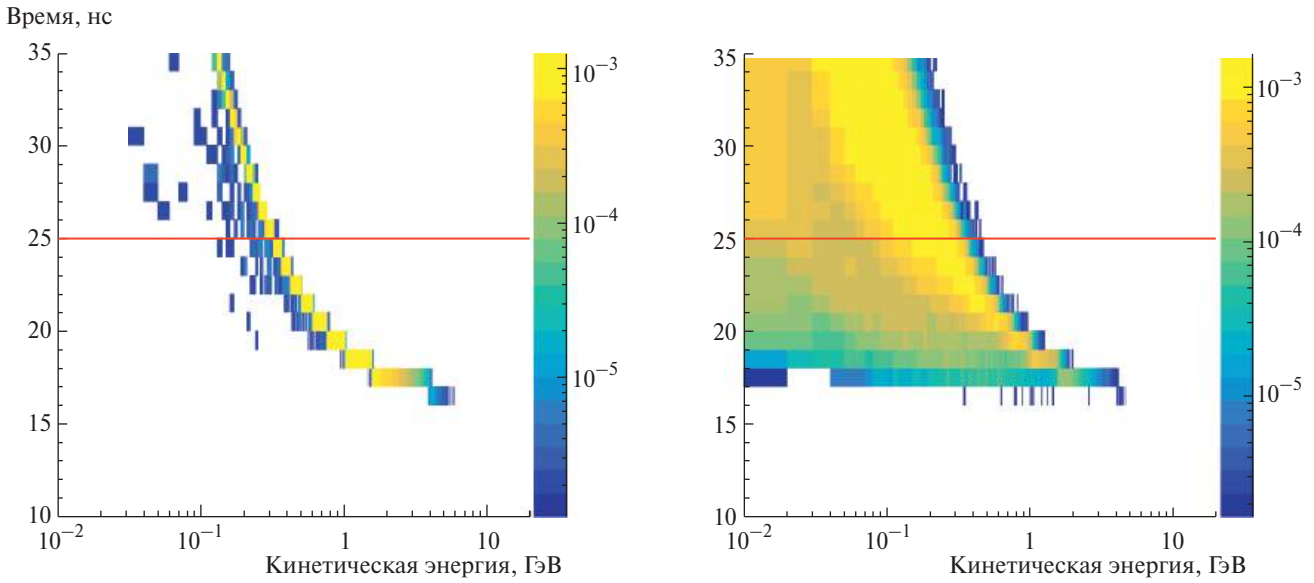


Рис. 6. Слева: зависимость времени пролета первичных нейтронов от их кинетической энергии на входе детектора HGND. Справа: то же для фоновых нейтронов и всех заряженных частиц на поверхностях детектора HGND.

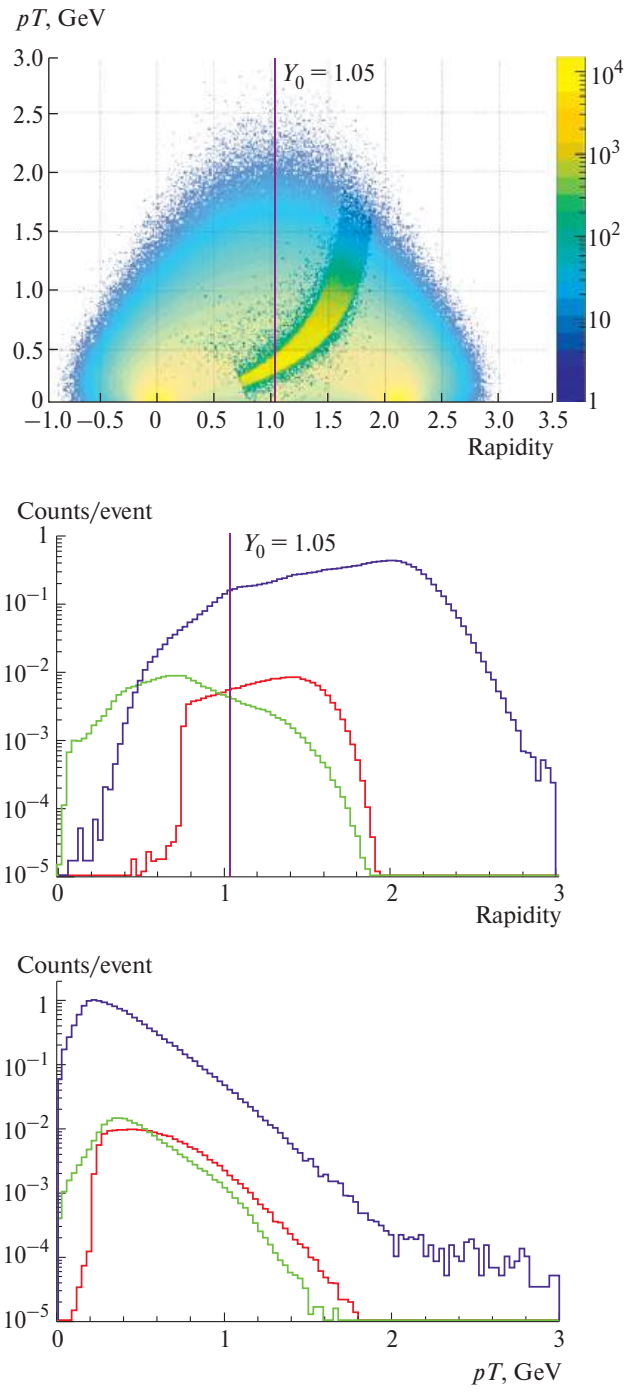


Рис. 7. Сверху: график зависимости поперечного импульса от быстроты. Вставка соответствует аксептансу детектора HGND под углом 17° для первичных нейтронов с отбором по времени менее 25 нс. Распределения по быстроте и поперечному импульсу для первичных (красный цвет) и фоновых (зеленый цвет) нейтронов показаны на центральном и нижнем рисунках соответственно. Вертикальная линия на распределении по быстроте соответствует средней быстроте $y_0 = 1.05$ для данной реакции. Синими кривыми показаны соответствующие распределения протонов, измеренные спектрометром BM@N.

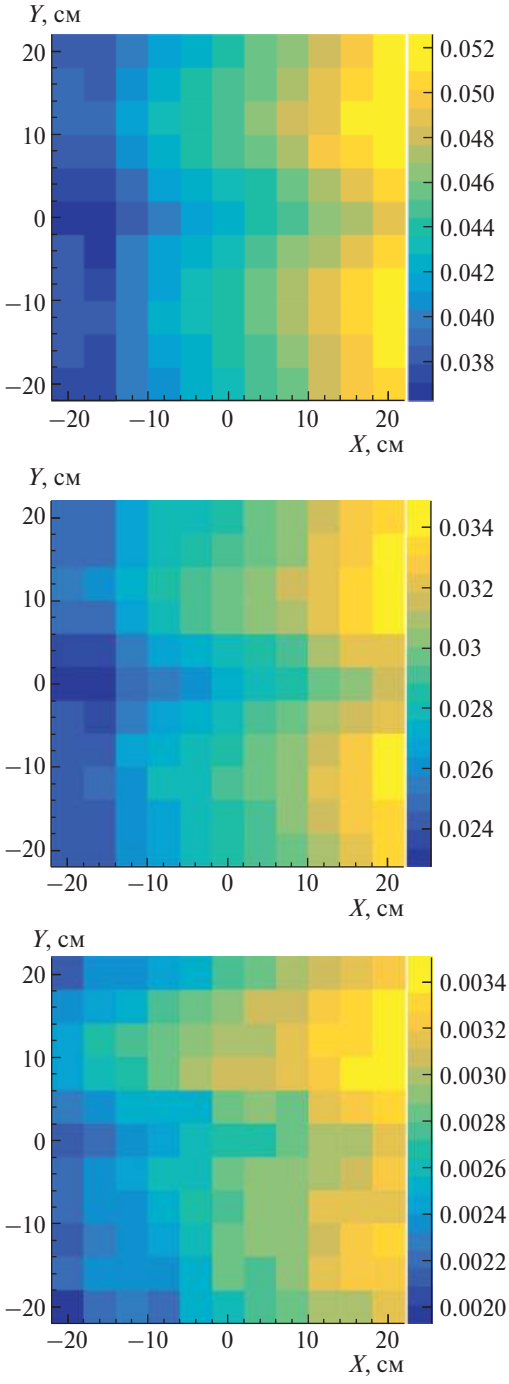


Рис. 8. Сверху: распределение попаданий всех частиц в сцинтилляторы детектора VETO, нормированные на одно взаимодействие в мишени. В центре: то же с отбором по времени менее 25 нс. Снизу: вероятность иметь два и более попаданий в сцинтилляторы VETO.

единице. Эти нейтроны проходят через детектор HGND и вызывают срабатывания некоторых ячеек в активных слоях детектора. Распределение слоев по количеству срабатываний ячеек на одно событие, показано на рис. 10 слева. Распределение слоев с первым срабатыванием ячейки в событии показано на рис. 10 справа.

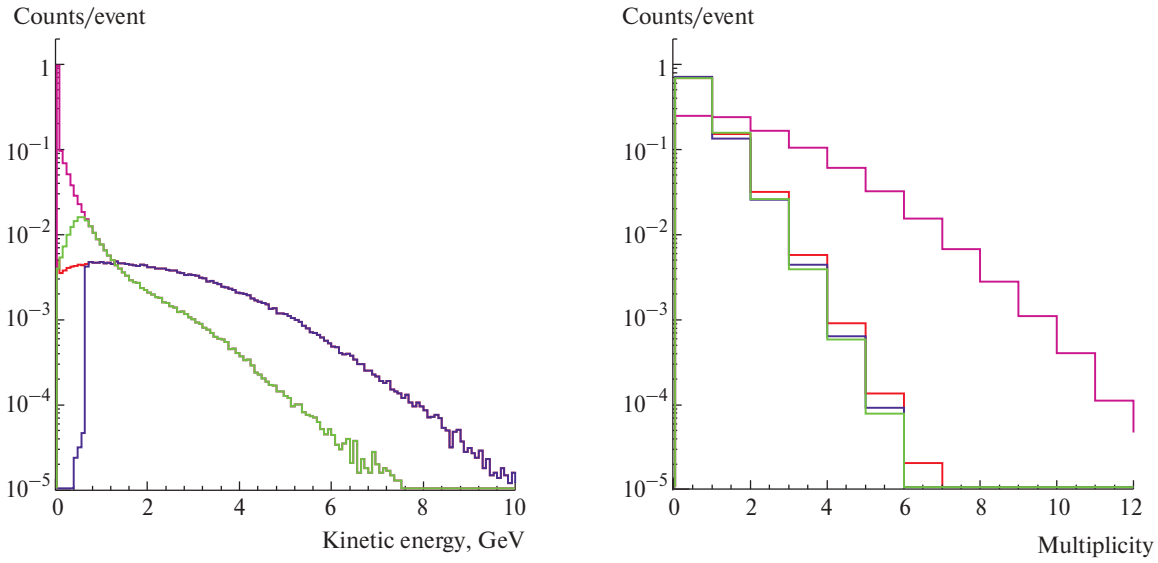


Рис. 9. Энергетические спектры нейтронов (слева) и распределения по множественности (справа) для первичных (синий) и фоновых (зеленый) нейтронов на входной поверхности детектора HGND с отбором по времени менее 25 нс. Красная и розовая кривые соответствуют первичным и фоновым нейтронам без отбора по времени.

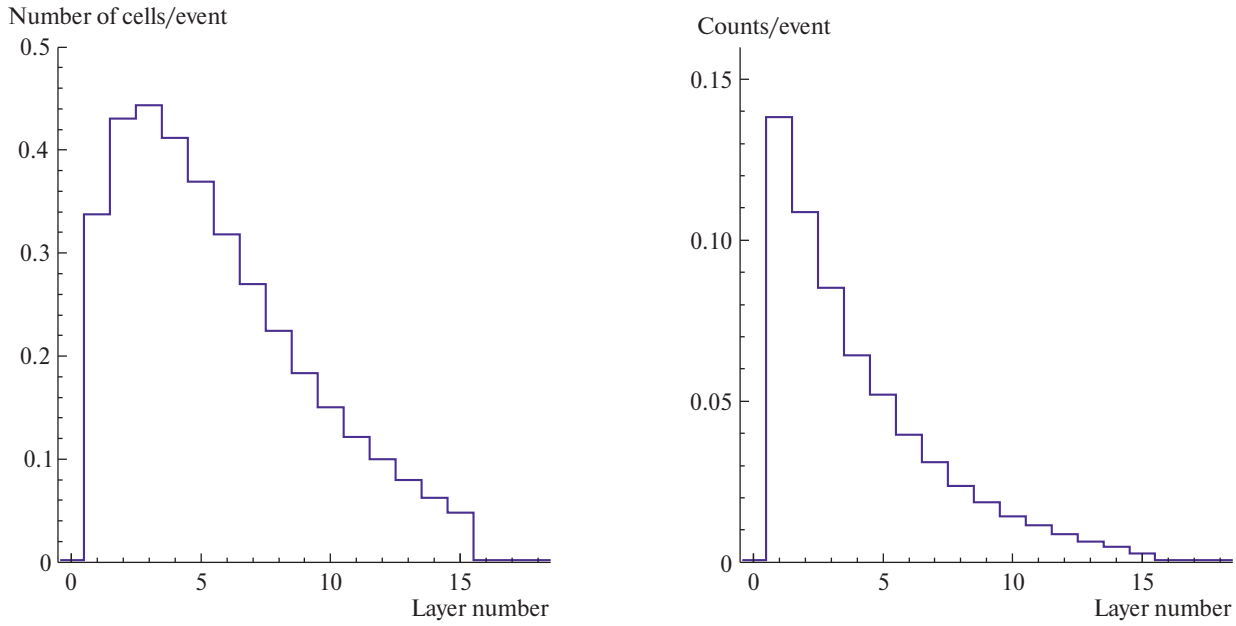


Рис. 10. Слева: распределение слоев по количеству срабатываний ячеек на одно событие. Справа: распределение слоев с первой срабатывающей ячейкой в событии.

Регистрируемые времена срабатывания ячеек были размыты по их временному разрешению (150 пс). При этом учитывались только ячейки с энерговыделением более 3 МэВ (½ MIP). Для восстановления энергии нейтронов определялось время первого срабатывания ячейки. Зная время и расстояние данной ячейки от мишени, можно восстановить энергетический спектр первичных нейтронов (рис. 11 слева). Красным цветом показан спектр первичных нейтронов с множественностью равной единице, полученный от генератора событий. Спектр, показанный синим цветом, рассчитан на основе времени первого срабатывания одной из ячеек. Эффективность восстановления нейтрона рассчитана по этим спектрам и показана как функция кинетической энергии нейтрона (рис. 11 справа). Необходимо подчеркнуть, что эту эффективность следует рассматривать как верхний предел. В действительности эффективность будет меньше, поскольку придется учитывать неэффективность из-за отбраковки

фона и идентификации первичных нейтронов с множественностью больше единицы.

Зависимость восстановленной энергии нейтрона и энергетического разрешения от энергии первичного нейтрона представлена на рис. 12. Результаты показаны для двух случаев временного разрешения ячеек: 100 пс (красный) и 150 пс (синий). Видно, что при энергии до 2 ГэВ имеется хорошее согласие между восстановленными и смоделированными энергиями нейтронов. При более высоких энергиях наблюдается незначительное увеличение восстановленной энергии по сравнению с моделируемой при временном разрешении ячеек 150 пс. Для временного разрешения 100 пс разрешение по энергии нейтронов 300 МэВ составляет около 1% и увеличивается до 13% для нейтронов с энергией 4 ГэВ.

Исходя из оценок, полученных в моделировании, за месяц работы эксперимента BM@N с помощью детектора HGND можно накопить около 10^9 первичных нейтронов. Такое количество первичных нейтронов можно получить при интенсивности пучка ионов висмута $5 \cdot 10^5$ в секунду, эффективности работы ускорителя 70%, толщине мишени эквивалентной 2% ядерной длины взаимодействия, средней множествен-

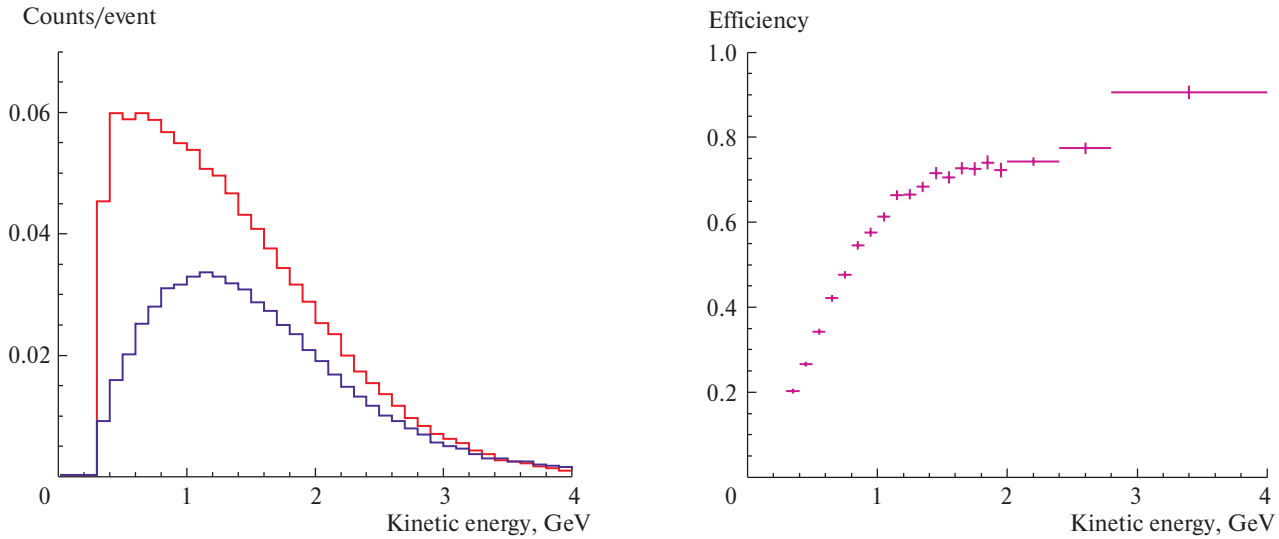


Рис. 11. Слева: энергетический спектр первичных нейтронов с множественностью равной единице (красный) на поверхности детектора HGND и восстановленный спектр нейтронов (синий). Справа: эффективность восстановления энергии как функция кинетической энергии нейтрона.

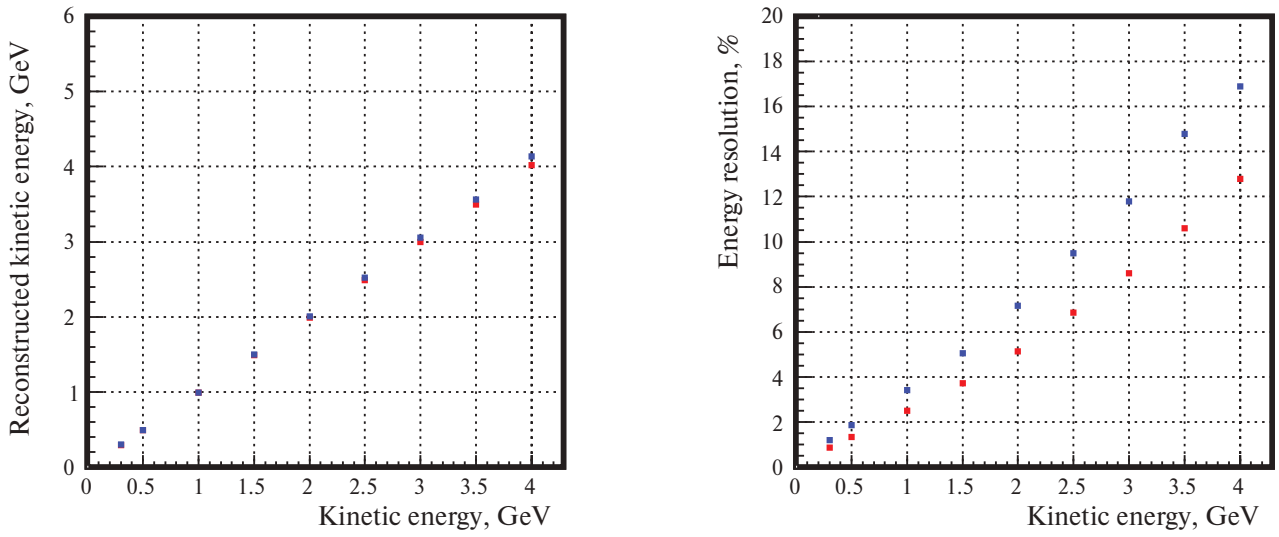


Рис. 12. Слева: зависимость восстановленной кинетической энергии нейтрона от его энергии, заданной в моделировании, для временного разрешения ячейки 100 пс (красный) и 150 пс (синий). Справа: зависимость энергетического разрешения нейтронов от кинетической энергии нейтронов.

ности первичных нейтронов 0.1 нейтрона на одно взаимодействие и средней эффективности детектора HGND 50%. Этого количества нейтронов будет достаточно для изучения с хорошей точностью зависимости прямых и эллиптических нейтронных потоков от быстроты и поперечного импульса первичных нейтронов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье описана конструкция и приведены результаты моделирования нового компактного детектора HGND, разработанного для регистрации нейтронов на установке BM@N. Показано, что предлагаемый времяпролетный детектор HGND, собранный из слоев сцинтилляционных детекторов (ячеек) с временным разрешением 100–150 пс и поглотителей между этими слоями, сможет идентифицировать нейтроны и измерять их энергию в диапазоне 300–4000 МэВ с энергетическим разрешением порядка нескольких процентов и эффективностью около 50–60% в зависимости от энергии нейтронов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны С. В. Афанасьеву (ОИЯИ) и А. В. Ставинскому (НИЦ “Курчатовский институт”) за плодотворные обсуждения и предложения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00132).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sorensen A., Agarwal K., Brown K. et al.* // e-Print: 2301.13253. Available online 20 December 2023. https://arxiv.org/abs/2301.13253
2. *Senger P.* // Phys. Scripta 2021. V. 96. P. 054002. https://doi.org/10.1088/1402-4896/abebfe
3. *Le Fèvre A., Leifels Y., Reisdorf W., Aichelin J., Hartnack Ch.* // Nucl. Phys. A. 2016. V. 945. P. 112. https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2015.09.015
4. *Leifels Y., Blaich T., Elze T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V 71. P. 963. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.963
5. *Lambrecht D., Blaich T., Elze T. et al.* // Z. Phys. A. 1994. V. 350. P. 115. https://doi.org/10.1007/BF01290679
6. *Russotto P., Wu P.Z., Zoric M. et al.* // Phys. Lett. B. 2011. V. 697. P. 471. https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.02.033
7. *LAND Collab., Blaich T., Elze T., Emling H. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 1992. V. 314. P. 136. https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90507-Z
8. *Russotto P., Le Fèvre A., Łukasik J. et al.* // arXiv: 2105.09233v1 May 2021. https://arxiv.org/abs/2105.09233
9. *Boretzky K., Gašparić I., Heil M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2021. V. 1014. P. 165701. https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165701
10. *Senger P.* // Particles. 2022. V. 5(1). P. 21. http://dx.doi.org/10.3390/particles5010003
11. *E895 Collab., Pinkenburg C., Ajitanand N., Alexander J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1295. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1295
12. *E895 Collab., Liu H., Ajitanand N., Alexander J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5488. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5488
13. *E895 Collab., Chung P., Ajitanand N., Alexander J. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 021901. https://doi.org/10.1103/PhysRev C.66.021901
14. *Senger P.* // Universe. 2021. V. 7(6). P. 171. https://doi.org/10.3390/universe7060171
15. *Senger P.* // PoS CPOD2021. 2022. V. 400. P. 033. https://doi.org/10.22323/1.400.0033
16. *Kapishin M.* // JPS Conf. Proc. 2020. V. 32. P. 010093. http://doi.org/10.7566/JPSCP.32.010093
17. EQR15 Series SiPMs. http://www.ndl-sipm.net/PDF/Datasheet-EQR15.pdf
18. Eljen Technology. https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-228-ej-230
19. *Guber F., Ivashkin A., Karpushkin N. et al.* // e-Print: 2309.03614. Available online 20 December 2023. https://arxiv.org/abs/2309.03614
20. *Karpushkin N., Guber F., Finogeev D. et al.* // e-Print: 2308.08341. Available online 20 December 2023. https://arxiv.org/abs/2308.08341
21. *Finogeev D., Guber F., Izvestnyy A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2024. V. 1059. P. 168952. ISSN 0168-9002. https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168952
22. *Amelin N., Gudima K., Toneev V.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 51(2). P. 327.
23. *Baznat M., Botvina A., Musulmanbekov G., Toneev V., Zhezher V.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17. P. 303. https://doi.org/10.1134/S1547477120030024
24. *Brun R., Bruyant F., Carminati F., et al.* // CERN Program Library, CERN, Geneva, Switzerland, 1993 Report number: CERN-W5013. https://doi.org/ 10.17181/CERN.MUHF.DMJ1.
25. BMNROOT. https://git.jinr.ru/nica/bmnroot

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 25–39

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК: 621.039.7

ОПЫТ И ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СКАНИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ В ОСТАНОВЛЕННЫХ УРАН-ГРАФИТОВЫХ РЕАКТОРАХ

© 2024 г. А. О. Павлюк[a,b,*], С. Г. Котляревский[b], Р. И. Кан[b], Е. П. Зеленецкая[a,]**

[a] Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30
[b] Опытно-демонстрационный центр вывода из эксплуатации уран-графитовых ядерных реакторов
Россия, 636000, Северск, Томская область, Автодорога 13, стр. 179а
**e-mail: pavlyuk17@tpu.ru*
***e-mail: zeka@tpu.ru*

Поступила в редакцию 25.08.2023 г.
После доработки 02.11.2023 г.
Принята к публикации 06.12.2023 г.

Работа посвящена оценке возможностей сканирующих устройств для внутриреакторного радиационного обследования остановленных уран-графитовых ректоров. Представлено описание нескольких поколений сканирующих устройств, конструкция и комплектация которых постоянно совершенствовалась с учетом получаемого опыта и появления новых задач. Рассмотрены подходы и результаты определения метрологических характеристик детекторов γ- и нейтронного излучений разных типов непосредственно в конструкциях реактора, в которых преобладает смешанное излучение (α, β, γ и нейтронное). Представлены оценки влияния энергетической зависимости чувствительности на показания γ-детекторов разных типов, а также помехоустойчивости детекторов нейтронов к γ-излучению.

DOI: 10.31857/S0032816224030042 **EDN:** OVXRYT

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящие время в России окончательно остановлены все промышленные уран-графитовые реакторы ПУГР (АО “Сибирский химический комбинат”, ФГУП “Горно-химический комбинат” и ПО “Маяк”), энергетические реакторы типа АМБ (Белоярская АЭС) и три реактора типа РБМК-1000 (энергоблок № 1 и № 2 Ленинградской АЭС, энергоблок № 1 Курской АЭС). В период до 2038 г. планируется окончательная остановка всех находящихся в настоящее время в эксплуатации девяти реакторов РБМК [1].

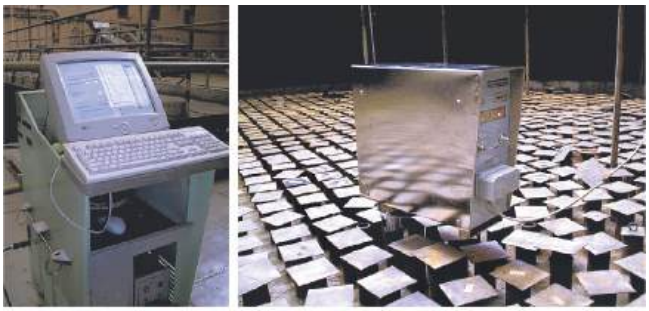
В отличие от ПУГР и АМБ, значительная часть которых была остановлена уже к началу 90-х годов, реакторы РБМК-1000 начали останавливать относительно недавно. Начиная с конца 2018 г., на этих реакторах ведутся работы по подготовке к выводу из эксплуатации. Согласно федеральным нормам и правилам [2, 3], после окончательной остановки при подготовке реактора к выводу из эксплуатации необходимо провести оценку радиационного и ядерного состояний его конструкций. Результаты ядерного и радиационного обследований используются в качестве исходных данных для разработки необходимых документов для подготовки проекта и получения лицензии на вывод из эксплуатации. При обследовании уран-графитовых реакторов одним из важнейших этапов является изучение распределения радиационных полей в металлоконструкциях и гра-

фитовой кладке, определение зон локализации долгоживущих продуктов деления, активации и трансурановых элементов, а также оценка и прогнозирование спада активности с течением времени после прекращения эксплуатации.

Объем необходимых работ по радиационному обследованию зависит от конструкционных особенностей реактора, количества и масштаба инцидентов, связанных с разгерметизацией топливных блоков (образование просыпей), количества активированных металлических деталей, оставшихся в графитовых кладках и т.д. Кроме графитовых кладок, интерес представляют распределения полей в аксиальном и радиальном направлениях основных металлических конструкций реакторов. В связи с необходимостью выполнения значительного количества измерений, обеспечения оперативной обработки, записи и хранения данных, а также сокращения дозовых нагрузок на персонал при выполнении работ в радиационно опасных условиях, в 2000-х годах была начата разработка дистанционно управляемых автоматизированных устройств специального назначения, предназначенных для сканирования трактов каналов остановленных уран-графитовых реакторов.

2. ЭТАПЫ РАЗРАБОТКИ И ОПИСАНИЕ СКАНИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Первый образец сканирующего устройства ГАММА-Р (рис. 1, 2), разработанный на Сибирском химическом комбинате, включал в себя компьютер со встроенной платой АЦП PCL-818LS и программным обеспечением для дистанционного управления блоком сканирования, визуализации и обработки экспери-



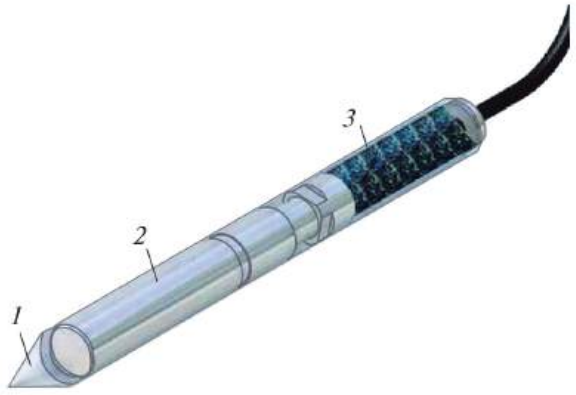


Рис. 2. Экспериментальный образец сканирующего устройства ГАММА-Р (разработка 2002 г.): *1* — чехол, *2* — ионизационная камера КГ-10, *3* — предусилитель.

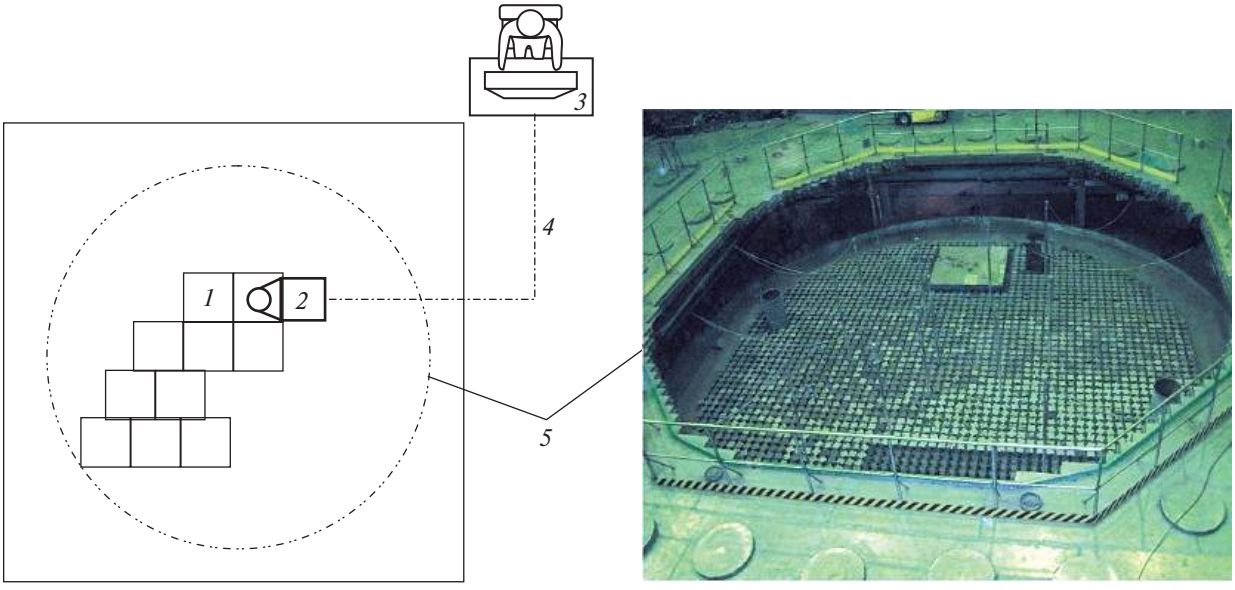


Рис. 1. Схема расположения блоков сканирующего устройства (слева) в центральном зале (справа) реактора: *1* — выбранные области ячеек для сканирования, *2* — блок сканирования, *3* — место оператора, *4* — канал связи, *5* — контур активной зоны реактора (радиационно-опасная для персонала зона).

ментальных данных в режиме реального времени, поступающих от детектора γ-излучения, перемещаемого блоком сканирования [4–6]. Надежная связь блоков управления и сканирования обеспечивалась на расстояниях до 25 м. Детектор включал в себя ионизационную камеру с сеткой КГ-10. Ток камеры подавался на расположенный в блоке детектирования логарифмический усилитель. Был добавлен контроль длины кабеля при опускании и поднятии детектора, а также реализована возможность автоматической остановки движения детектора в случае возникновения проблем с его прохождением в канале реактора. Установлены режимы непрерывного и дискретного перемещения детекторов с задаваемым шагом по высоте каналов. В результате внедрения устройства воздействие излучения на персонал ограничилось только временем, необходимым для установки блока сканирования на выбранную для исследования ячейку в интересующей зоне или смены блока детектирования. Оператор, управляющий процессом измерений через персональный компьютер, находится в центральном зале вне зоны воздействия излучения от верхних конструкций верхнего перекрытия реактора. В последующих модификациях сканирующего устройства (экспериментальный образец СКУ-Н) была реализована возможность установки детекторов тепловых и надтепловых нейтронов (рис. 3). Опытный образец устройства СКУ-П, представленный на рис. 3, является конечным результатом разработки и испытаний экспериментальных образцов сканирующих устройств ГАММА-Р и СКУ-Н.

С учетом опыта разработки и апробации предыдущих образцов сканирующих устройств, совместно с ООО НИПП “Грин Стар Инструментс” (г. Москва), было разработано и изготовлено более совершенное сканирующее устройство — программно-аналитический комплекс (ПАК), представленный на рис. 4.

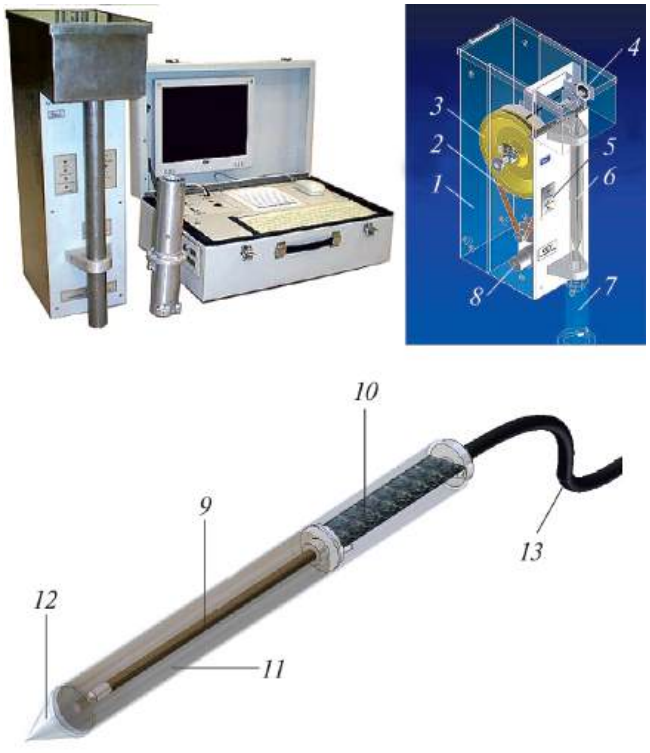


Рис. 3. Общий вид опытного образца сканирующего устройства СКУ-П (слева), схема блока сканирования (справра) и детектора нейтронов (снизу): *1* — кожух из нержавеющей стали, *2* — электромагнитный тормоз, *3* — намоточный барабан, *4* — датчик движения и контроля длины кабеля, *5* — световые индикаторы положения детектора, *6* — блок детектирования, *7* — центрирующее устройство, *8* — электродвигатель, *9* — счетчик нейтронов, *10* — предусилитель детектора, *11* — замедлитель нейтронов из полиэтилена, *12* — чехол из кадмия, *13* — кабель.

Рис. 4. Блоки управления, регистрации и детектирования ПАК (разработка 2012 г.): блок управления (слева) и электромеханическое устройство сканирования “Сканер-ЭУС” (по центру): *1* — детектор нейтронов без чехлов, 2 — кадмиевый фильтр, *3* — замедлитель, *4* — счетчики нейтронов СНМ-12 (снизу).

Опытный образец ПАК имеет следующую комплектацию:

- блок управления и регистрации на базе спектрометрического комплекса СКС-50М-Г43 со специализированным программным обеспечением;
- промышленный ноутбук;
- электромеханическое устройство сканирования “Сканер-ЭУС”.

Блок управления и регистрации на базе спектрометрического комплекса СКС-50М-Г43 имеет следующую комплектацию:

- спектрометрический тракт на основе одноплатного процессора импульсных сигналов SBS-77;
- блок детектирования быстрых нейтронов БДБН-002П на базе газоразрядного счетчика нейтронов типа СНМ;
- блок детектирования тепловых нейтронов БДТН-002П на базе газоразрядного счетчика нейтронов типа СНМ с использованием замедлителя;
- блок детектирования мощности эквивалентной дозы (МЭД) γ-излучения на основе кремниевого Si-pin детектора БДМГ-002П;
- спектрометрические блоки БДЭГ-25(25)Ц на основе CsJ(TI);
- спектрометрические блоки на основе CdZnTe-детекторов.

Технические характеристики ПАК приведены в табл. 1.

Управление работой блока “Сканер-ЭУС”, выполняющего измерения, осуществляется оператором с ноутбука. Современный образец устройства сканирования ПАК включает в себя, помимо детекторов измерения интенсивности γ- и нейтронных излучений, также разные типы перечисленных выше γ-спектрометрических детекторов. Связь между ноутбуком и блоком “Сканер-ЭУС” осуществляется посредством подключения по сети Ethernet, что позволяет существенно увеличить расстояние связи между блоками.

С применением данной и предыдущих модификаций устройств были выполнены необходимые измерения на остановленных ПУГР И-1, ЭИ-2, АДЭ-2, АДЭ-3, АДЭ-4, АДЭ-5.

На рис. 5 представлены характерные распределения γ-излучения, полей тепловых и надтепловых нейтронов, полученные с помощью сканирующего устройства по высоте технологического тракта ПУГР. За счет уменьшения шага регистрации γ-излучения по высоте до 20 и 100 мм для нейтронного излучения были получены более качественные распределения. С помощью CdZnTe-детекторов точечной геометрии были получены энергетические спектры γ-излучения [6, 7]. В спектрах γ-излучения, полученных в канале активной зоны реактора, были идентифицированы пики продукта деления ^{137}Cs (661.6 кэВ) и продукта реакции захвата нейтронов в конструкционных материалах активной зоны ^{60}Co (1173 кэВ и 1332 кэВ). Как видно на рис. 5, спектры γ-излучения по объему графитовой кладки характеризуются высокой интенсивностью “комптоновской подложки”, т.е. преобладающий вклад вносит рассеянное излучение низких энергий.

Результаты измерений позволяют идентифицировать основные источники γ-излучения в остановленном реакторе:

- активированные металлоконструкции, окружающие активную зону;
- графитовая кладка, включая находящиеся в ней:
- зоны локализации радионуклидов “топливного” происхождения в графите;
- активированные элементы деталей и устройств, термопары, удерживающие штанги и др.

Таблица 1. Основные технические характеристики программно-аналитического комплекса

Глубина сканирования, м	30
Диапазон измерения плотности потока тепловых нейтронов, $см^{-2}\cdot с^{-1}$	от 10 до 10^5
Диапазон измерения плотности потока быстрых нейтронов, $см^{-2}\cdot с^{-1}$	от 100 до 10^5
Диапазон измерения мощности эквивалентной дозы γ-излучения, Зв/ч	от 10^{-3} до 100
Напряжение питания, В	220 (50 Гц)
Диаметр блока детектирования, мм	36

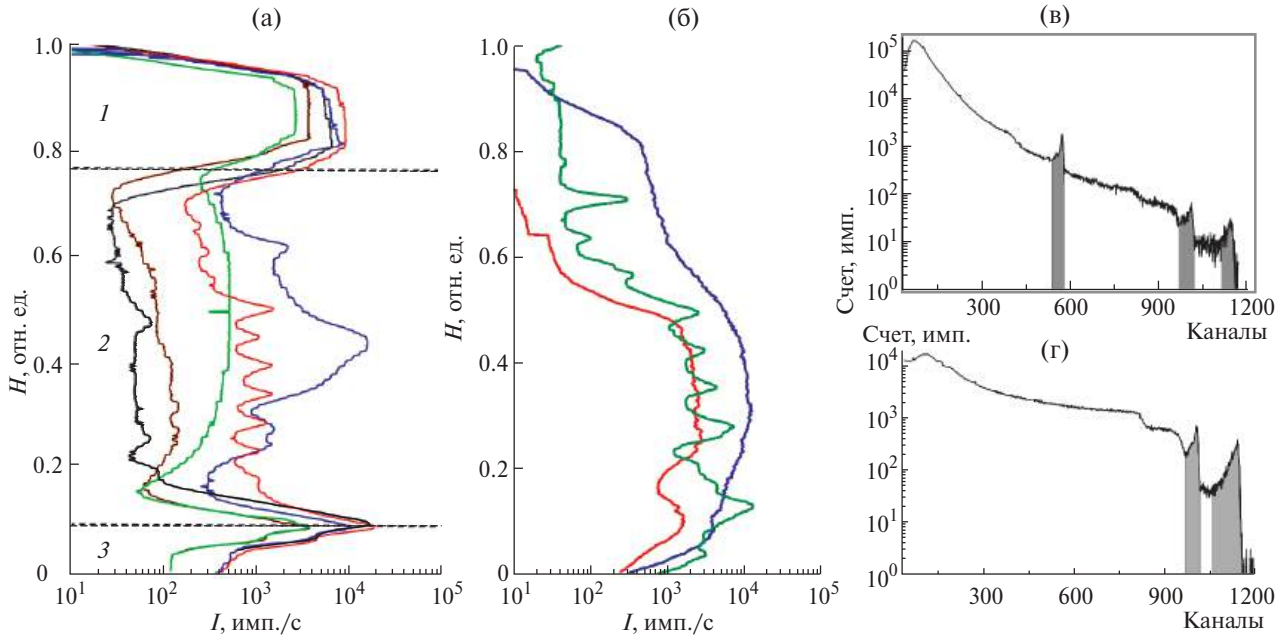


Рис. 5. Характерные относительные распределения по высоте *H* трактов реакторов: **а** — интенсивности γ-излучения по высоте верхних металлоконструкций *1*, графитовой кладки *2* и нижних металлоконструкций *3*; **б** — интенсивности надтепловых нейтронов *4*, гамма-излучения *5* и тепловых нейтронов *6* по высоте в ячейки зоны локализации радионуклидов топливного происхождения; **в**, **г** — энергетические спектры γ-излучения от CdZnTe-детектора, полученные в ячейке зоны локализации радионуклидов топливного происхождения и в ячейке рядом с термопарой, на которых видны пики *7* и *8*, относящееся к ^{137}Cs и ^{60}Co соответственно.

Возможность автоматизации позволила существенно расширить области измерений полей нейтронного излучений. Как видно на рис. 5 и 6, распределение источников нейтронов в кладке имеет сложный характер. Интенсивность излучения нейтронов значительно различалась от ячейки к ячейке, более чем в 1000 раз. Каждая графитовая кладка имеет индивидуальный характер загрязнения. Соответственно, учитывая размеры зон распределения нейтронных полей, может потребоваться выполнение измерений по высоте графитовой кладки почти в 80% всех ячеек (т.е. в нескольких тысячах), что оперативно можно выполнить только с применением автоматизированного сканирующего устройства.

Применение сканирующих устройств позволило не только осуществить сканирование значительного количества каналов, но и существенно усовершенствовать разработанные ГНЦ РФ-ФЭИ (г. Обнинск) методы определения количеств и характера локализации радионуклидов топливного происхождения в графитовых кладках [8, 9]. Значимую роль в этом сыграла возможность получения информации об интенсивностях γ-излучения по высоте участков тракта канала с минимальным шагом 20 мм, что позволило точно определить места и характер локализации радионуклидов топливного происхождения по высоте колонн графитовой кладки (рис. 7).

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРОНОВ

К основным характеристикам детекторов нейтронов, имеющих значение для выполнения измерений нейтронных полей при определении зон локализации радионуклидов топливного происхождения, относятся: эффективность регистрации, пространственная разрешающая способность, помехоустойчивость к интенсивному γ-излучению. Для определения данных характеристик измерения осуществлялись в условиях, имитирующих условия локализации источников нейтронов (графитовая кладка) с применением источников быстрых нейтронов ИБН-10 (выход нейтронов — $1X10^7$ н/с). Градуировочные эксперименты позволяют определить пространственное разрешение детекторов нейтронов устройства, т.е. определить скорость счета как функцию расстояния между детектором и точечным источником нейтронов с известной активностью.

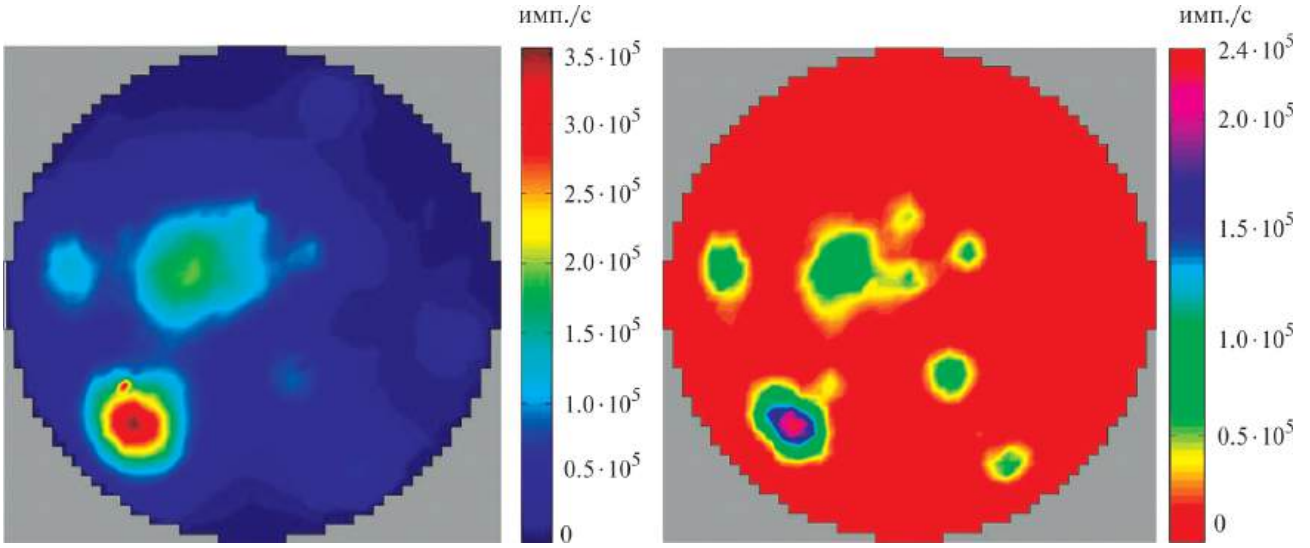


Рис. 6. Относительное распределение интенсивности тепловых (слева) и надтепловых (справа) нейтронов по горизонтальному сечению графитовой кладки остановленного реактора.

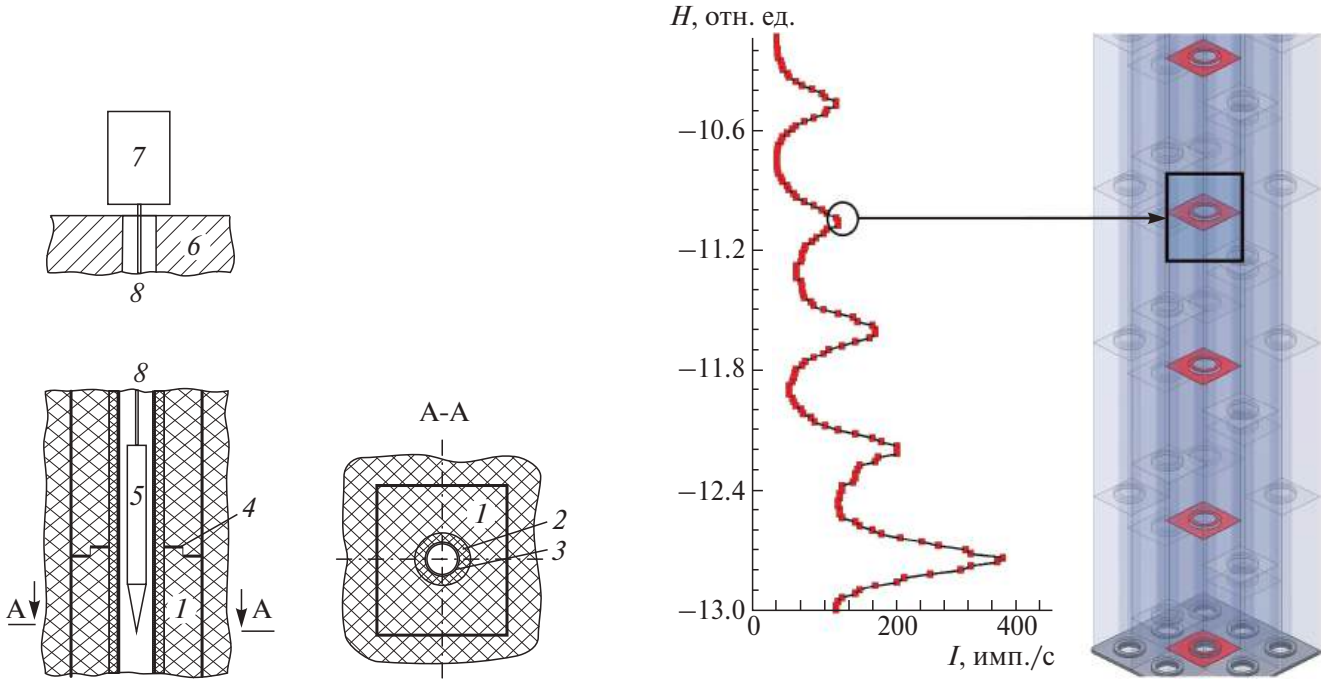


Рис. 7. Схема сканирования и результаты определения отметок локализации радионуклидов топливного происхождения по высоте *H* графитовой кладки: *1* — графитовый блок, *2* — графитовая втулка, *3* — технологический канал, *4* — межблочный стык, *5* — детектор, *6* — верхние металлоконструкции, *7* — блок сканирования, *8* — линия связи (кабель).

3.1. Определение эффективности регистрации и разрешающей способности детекторов нейтронов

Основные результаты измерений интенсивности излучения детекторами надтепловых нейтронов (ДНН) и тепловых нейтронов (ДТН) в зависимости от расстояния до источника быстрых нейтронов (ИБН) непосредственно в кладке уран-графитового реактора представлены на рис. 8. Сканирование выполнялось по всей высоте канала детекторами нейтронов в соседних ячейках.

Как показывают градуировочные эксперименты, оптимальными характеристиками для целей нейтронного сканирования обладает ДНН. Так, полуширина распределения $\Delta_{1/2}$, полученного с помощью ДНН, составила примерно 550 мм, что указывает на лучшую разре-

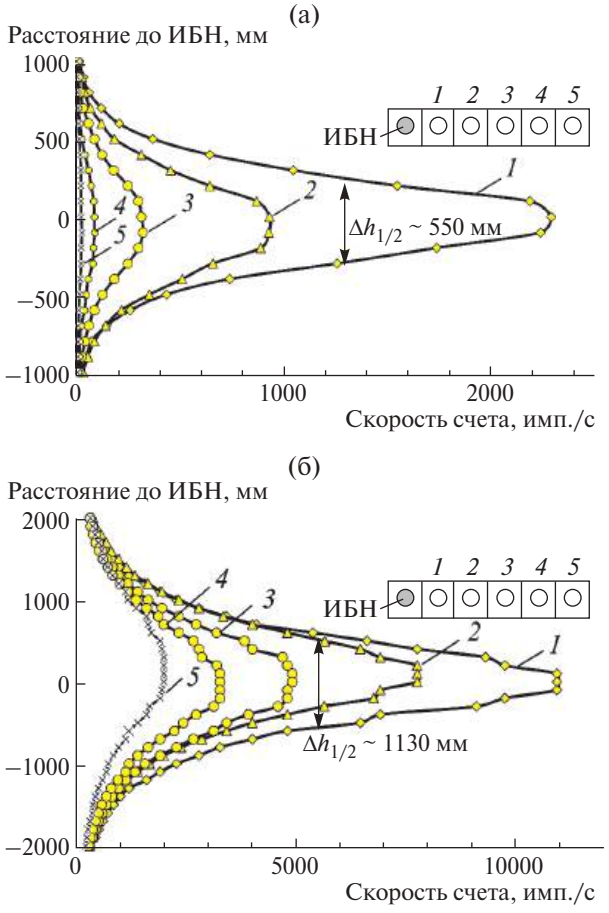


Рис. 8. Зависимость сигнала детекторов ДНН (сверху) и ДТН (снизу) относительно положения ИБН по высоте графитовой кладки.

шающую способность ДНН относительно ДТН ($\Delta_{1/2}$~1130 мм).

Эффективность регистрации (ε_n) на расстоянии n от ИБН определялась по формуле

$$\varepsilon_n = N_{\text{изм}}/I, \qquad (1)$$

где $N_{\text{изм}}$ [имп./с] — скорости счета в максимуме, I [н/с] — выход нейтронов из ИБН.

По мере удаления от источника нейтронов происходит снижение скорости счета и возрастает полуширина распределения, что, в свою очередь, приводит к ухудшению пространственного разрешения.

Преимуществом детектора тепловых нейтронов является относительно высокая эффективность регистрации, поэтому ДТН позволяет оперативно обнаружить наличие ^{244}Cm, содержащегося в просыпях топлива, в обширных районах кладки и приблизительные места его локализации (рис. 9).

Более точная информация о границах зон локализации фрагментов топлива может быть получена на основе показаний ДНН, измеряющего интенсивность более высокоэнергетических нейтронов.

Была введена аналитическая зависимость для распределения отсчетов ДНН от отклонения Δh положения ДНН относительно источника. Очевидно, что такая зависимость должна быть строго симметричной относительно ($\pm\Delta h$). Зависимость записывается в следующем виде:

$$n_{Б} = n_0 \exp\left(-K\frac{\Delta h^2}{\sigma^2}\right), \qquad (2)$$

где n_0 — скорость счета ДНН в максимуме при $\Delta h = 0$, σ — полуширина распределения (характеризует его полную ширину на половине высоты распределения), K — безразмерный параметр. Поскольку при $h = \sigma/2$ выполняется условие $n = n_0/2$, то $K = 4\ln 2 = 2.773$.

Значение $\sigma = (550\pm2)$ мм также определено экспериментально (табл. 2) на основе обработки результатов измерений дифференциальной функции отклика зонда на нейтронное излучение точечного ИБН, размещенного в смежной ячейке.

Для определения пространственной разрешающей способности детекторов нейтронов и влияния интерференции нейтронов от двух независимых источников нейтронов в эксперименте применялись два идентичных по характеристикам Pu–Be-источника. Измерения

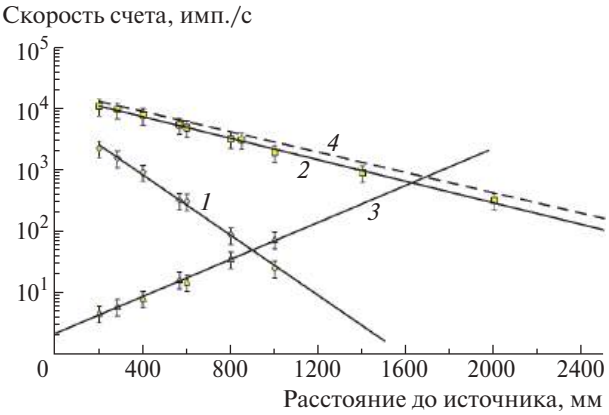


Рис. 9. Зависимость скоростей счета ДТН и ДНН от расстояния до ИБН в графитовой кладке реактора: *1* — скорость счета ДНН, *2* — скорость счета ДТН, *3* — кадмиевое отношение, *4* — зависимость $r^{-1}\exp(-r/L)$, где L=52.5 см — длина диффузии тепловых нейтронов в графите, r [мм] — расстояние.

Таблица 2. Параметры дифференциальной функции отклика для детекторов нейтронного излучения устройства сканирования от точечного Pu–Be-источника в графитовой кладке

Номер ячейки	Эффективность регистрации ДНН, имп./нейтрон	Эффективность регистрации ДТН, имп./нейтрон
1	$2.29 \cdot 10^{-4}$	$1.10 \cdot 10^{-3}$
2	$1.15 \cdot 10^{-4}$	$7.76 \cdot 10^{-4}$
3	$3.80 \cdot 10^{-5}$	$4.90 \cdot 10^{-4}$
4	$8.90 \cdot 10^{-6}$	$3.24 \cdot 10^{-4}$

по высоте с помощью ДНН и ДТН проводились в соседней ячейке. Расстояние Δh между источниками по высоте изменялось с шагом 100 мм, что позволило получить распределение от двух источников, расположенных относительно друг друга на разных расстояниях.

Графические зависимости (рис. 10) показали интерференцию (наложение) нейтронных полей от двух независимых источников одинаковой интенсивности при разных Δh. Как следует из рис. 10, из-за суммирования двух распределений при $\Delta h = 400$ мм общая интенсивность достигает отметки 1.4, что приводит к погрешности определения параметров источников (интенсивности, отметок расположения и др.). Пространственное разрешение, позволяющее идентифицировать разделение источников по высоте канала, достигается при расстояниях между ИБН более 500 мм. Для ДТН пространственное разрешение достигается при расстояниях более 1000 мм.

Реальные распределения радионуклидов топливного происхождения в кладках намного сложнее (из-за интерференции от множества источников разной интенсивности), но достигнутое разрешение дает приемлемую точность при оценке их параметров. Важно отметить, что при той же интенсивности, но распределенной по большей высоте, суммарный отклик детекторов будет меньше. При Δh свыше 1 м интерференция не влияет на распределение (рис. 10).

С учетом оценки влияния интерференции и полученных более четких распределений (рис. 5, 7 и 10), показывающих характер и вы-

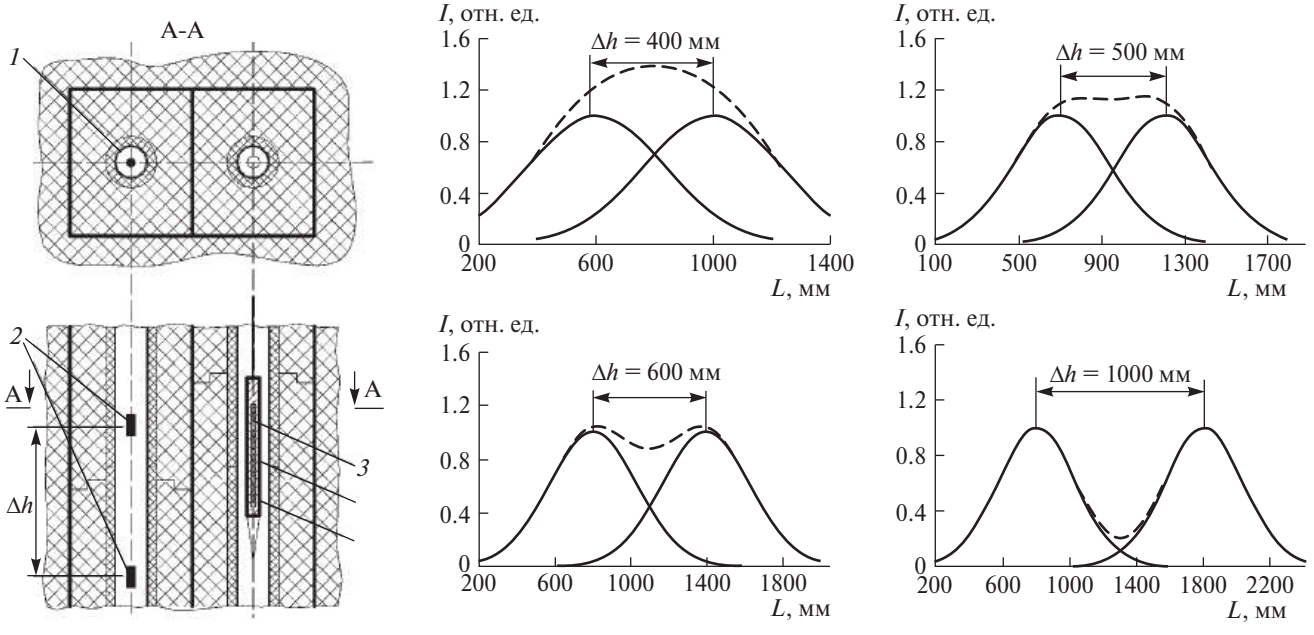


Рис. 10. Схема сканирования (слева) и отклик зонда ДНН от двух идентичных точечных источников нейтронов, расположенных на разных расстояниях Δh друг от друга (справа): *1* — ячейка, *2* — идентичные ИБН, *3* — детектор нейтронов. Штриховые линии — суммарные кривые скорости счета *I* от двух ИБН. Сплошные линии — кривые скорости счета *I* от одного ИБН.

сотные отметки нахождения источников, был разработан новый метод обработки распределений интенсивности надтепловых нейтронов, основанный на применении “многоточечной” модели локализации (рис. 11) [9].

Так, с учетом данных γ-сканирования (отметки расположения пиков по высоте) зарегистрированное интегральное распределение надтепловых нейтронов раскладывается методом наименьших квадратов на отдельные его составляющие (симметричные распределения от точечных источников нейтронов — фрагментов облученного ядерного топлива) с помощью распределения Гаусса следующего вида:

$$N_{\max} = y_0 + \frac{A}{\sigma\sqrt{\pi/2}}\exp\left[-2\left(\frac{h-h_0}{\sigma}\right)^2\right], \qquad (3)$$

где $N_{\max}$ — число отсчетов в максимуме, y_0 — уровень фона, A — амплитуда, h_0 — центроида, σ^2 — дисперсия. Значения дисперсии σ^2 определяются по результатам градуировочных экспериментов с ИБН.

Для распределения, представленного на рис. 11, коэффициент детерминации R^2 близок по значению к единице, что показало хорошее приближение полученного экспериментально и расчетного распределений.

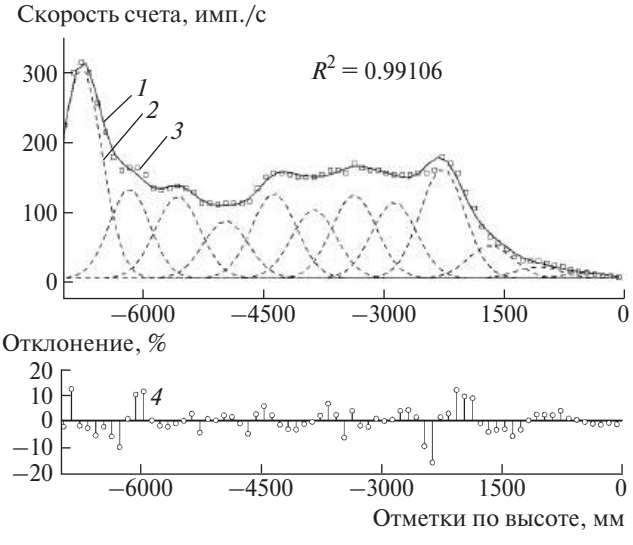


Рис. 11. Пример разложения интегрального распределения потока надтепловых нейтронов на отдельные одиночные распределения Гаусса: *1* — расчетное распределение, *2* — распределение Гаусса, *3* — экспериментально полученное распределение, *4* — величина отклонения между расчетным и экспериментальным распределениями, R^2 — коэффициент детерминации.

3.2. Помехоустойчивость детекторов нейтронов к интенсивному γ-излучению

Кроме приемлемой разрешающей способности и эффективности регистрации детекторы нейтронов должны обладать радиационной стойкостью к высоким уровням γ-излучения. Интенсивность γ-излучения в конструкциях реактора может достигать 20 Зв/ч, что делает невозможным применение детекторов большинства типов (табл. 3). Коронные счетчики типа СНМ-12 по сравнению с пропорциональными обладают рядом преимуществ: большим коэффициентом газового усиления и его слабой зависимостью от рабочего напряжения на детекторе, а также стабильной работой при наличии высокой интенсивности γ-излучения. Данный тип счетчиков подходит по размеру (диаметр 8.5 мм и длина 215 мм) и уступает по стойкости к γ-излучению только камерам деления (табл. 3), которые не применимы для данной задачи из-за недостаточной чувствительности и эффективности к нейтронному излучению.

В связи с этим были выбраны детекторы на основе коронных счетчиков нейтронов СНМ-12.

Конструкция коронных детекторов нейтронов типа СНМ-12 (рис. 12) [10, 11], включает в себя катод в виде трубки из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, герметизированной по торцам ковар-стеклянными изоляторами и анод в виде нити, натянутой по оси детектора. Внутренняя поверхность катода покрыта слоем аморфного бора толщиной 0.8-1.0 мг/см^2. Регистрация нейтронов осуществляется по реакции:

$$^{10}\mathrm{B} + n \rightarrow {}^{7}\mathrm{Li} + {}^{4}\mathrm{He} + 2310\ \text{кэВ}.$$

Основными факторами, влияющими на эффективность регистрации нейтронов в интенсивном поле γ-излучения, являются [10] образование “ложных” импульсов большой амплитуды за счет многократных наложений фотонных импульсов за разрешающее время регистрирующего тракта и падение коэффициента газового усиления с ростом мощности дозы γ-излучения. Согласно технической документации на коронный счетчик СНМ-12, максимально допустимая МЭД γ-излучения составляет 20 Зв/ч. Однако при этом значении МЭД чувствительность счетчика существенно уменьшается, например, уже при МЭД = 10 Зв/ч его чувствительность может уменьшиться на 25%, а уровень шума (скорость

Таблица 3. Характеристики детекторов тепловых нейтронов [10]

Тип счетчика	Радиатор	Наполнение	Эффективность, %	Длина, см	Диаметр, см	Чувствительность, имп.·см^2	Помехоустойчивость к γ-излучению, Гр/ч
СНМО-5	BF_3 (80% ^{10}B)	BF_3, 33кПа	8	30	2.85	5.5	0.5
СНМ-12	1 мг/см^2 B (95% ^{10}B)	97% ^4He + 3% Ar, 53 кПа	15	21.5	0.8	1.8	15
СНМ-18	^3He	97% ^4He + 3% Ar, 405 кПа	80	32	3.2	55	0.1
КНТ-31	1 мг/см^2 U_3O_8 (90% ^{235}U)	98% Ar +2% N, 253 кПа	0,25	23.5	3.2	0.3	1000

счета при отсутствии полезных сигналов, вызываемых нейтронами) может превысить шумы короны. При сканировании также отмечен факт регистрации детектором нейтронов γ-излучения, связанного с влиянием шума. Влияние шума может быть полностью устранено соответствующим увеличением уровня дискриминации входного устройства, однако при этом чувствительность счетчика снижается [12].

Оптимальный уровень дискриминации, при котором шум, обусловленный γ-излучением, устраняется, был установлен экспериментально в процессе сканирования тракта технологического канала в районе расположения активированной термопары. Для этого была использована сборка “Тандем”. В этой сборке в чехол из алюминия сверху устанавливается ДНН, а снизу ИБН. Установленный под детектором нейтронов Pu–Be-источник испускает постоянное количество нейтронов, которое регистрируется детектором. При этом в ходе

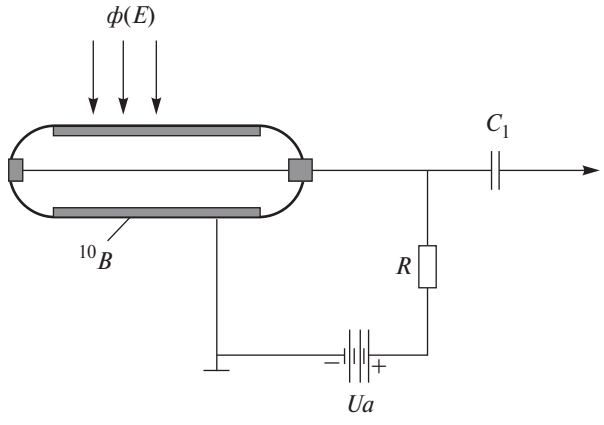


Рис. 12. Схема включения коронного детектора нейтронов с твердым бором.

сканирования по высоте тракта интенсивность γ-излучения, воздействующего на счетчик, изменяется в широком диапазоне, что позволяет экспериментально определить его степень влияния на показания детектора нейтронов.

Результаты испытаний ДБН с установленным уровнем дискриминации в графитовой кладке в районе расположения термопары, являющейся источником интенсивного γ-излучения, представлены на рис. 13. Результаты позволили сделать вывод об отсутствии заметного влияния γ-излучения на чувствительность к нейтронам детектора нейтронов, так как разброс значений скоростей счета ДНН в диапазоне МЭД от 0.06 до 15 Зв/ч не превысил 10%.

3.3. Метод калибровки детекторов γ-излучения и определения их метрологических характеристик

Несмотря на то, что существуют государственные эталоны единиц мощности поглощенной и эквивалентной дозы фотонного излучения, соответствующие рабочие эталоны и поверочные схемы для калибровки или поверки сканирующих устройств, для калибровки детекторов гамма-излучения существует ряд следующих проблем:

- возможное влияние на показания детектора одновременно нескольких компонентов потока в случае смешанного излучения (β-, γ- и нейтронного излучений) и энергетическая зависимости чувствительности детектора [13-16], что невозможно выявить на стандартных поверочных установках;
- мощность эквивалентной дозы γ-излучения может достигать 20 Зв/ч, что не достижимо для большинства поверочных установок. В связи с этим возникают проблемы с переда-

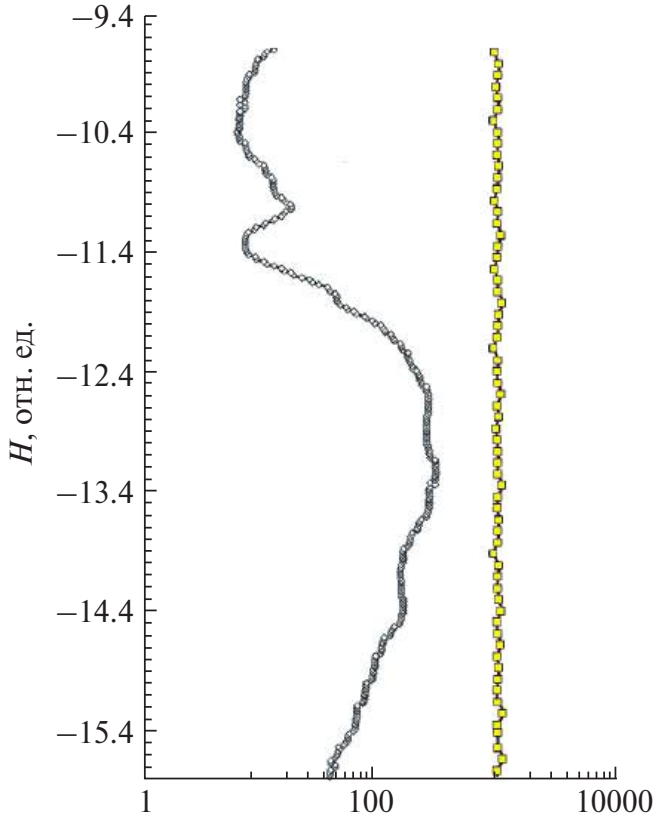


Рис. 13. Распределение показаний зондов детектора γ-излучения и ДНН по высоте графитовой кладки *H* в ячейке, находящейся рядом с активированной термопарой: *1* — показания детектора γ-излучения, *2* — показания ДНН.

чей величины дозы от возможного образцового средства к сканирующему устройству из-за отсутствия эталона единицы мощности дозы излучения в требуемом диапазоне значений этих мощностей;

- в процессе сканирования внутренняя часть сканирующего устройства (барабан, кабель и др.) приобретает радиоактивное загрязнение без возможности полной дезактивации. Соответственно транспортировка оборудования на поверку (калибровку) в специализированную организацию возможна только один раз — до начала эксплуатации на реакторе.

С целью обеспечения возможности оперативной поверки (калибровки, градуировки) устройства в случае замены детектора или истечения установленного поверочного интервала для сканирующих устройств был применен метод замещения [16]. Метод основан на измерении МЭД γ-излучения в одной и той же точке поля излучения непосредственно в реакторе последовательно образцовым и поверяемым детектором, что позволяет решить все указанные выше проблемы. В этом случае источник излучения может быть практически любым как по параметрам, так и по метрологической классификации [16]. Единственным условием является обеспечение соблюдения однородности поля излучения по интенсивности, так как оно может приводить к искажению результатов при использовании детекторов, различающихся формой и размерами. Причиной является усреднение значений мощности дозы по высоте рабочей (поглощающей) части детекторов (табл. 4) [17–21]. Так, высота рабочей части ионизационной камеры КГ-10 детекторов устройства ГАММА-Р составляет 13.3 см, а у устройства ДРГ3-еЮ, в состав которого входит детектор на основе кремния ПД-450, толщина поглощающего слоя не превышает 0.1 мм. Данное условие было выполнено путем сканирования и выбора по высоте тракта участков, имеющих наиболее равномерное распределение скорости счета детектора. Оценка неравномерности и выбор отметок проводились по результатам измерений, полученных с помощью сканирующего устройства, которое позволило относительно быстро определить необходимые отметки. Для подтверждения выбора проводились дополнительные измерения другими детекторами в интервале ±7 см относительно запланированной отметки. При замещении образцового и поверяемого приборов фиксация геометрических центров детекторов осуществлялась с погрешностью не более 3 см. Время доставки контейнера с пластинами ИКС-А на отметку для сличительных измерений не превышало 3 с. Учитывая рекомендации [13, 17, 22], в качестве образцового прибора был выбран поверенный дозиметр ДРГ2-01. На отрезке

Таблица 4. Время, затраченное на проведение цикла измерений (около 20), и размеры поглощающей части детекторов разных типов

Наименование детектора	Время, час	Размеры поглощающей части, см
КГ-10*	2	13.3
ДРГ3-еЮ	6	0.1
ДРГ2-01	8	3
ИКС-А	120	1

* За указанное время с помощью сканирующего устройства были получены непрерывные распределения γ-излучения по всей высоте ячеек.

±10 см от выбранной отметки (центр расположения поглощающей ионизационной камеры КГ-10) неравномерность γ-поля не превышала 3%, что в конечном итоге минимизирует вклад в погрешность, которым можно пренебречь.

Для получения наиболее полной информации измерения проводились в нескольких группах ячеек с разным энергетическим спектром излучения (рис. 5): три ячейки плато, три периферийные ячейки, три ячейки системы управления и защиты, ячейка, расположенная рядом с термопарой, и три ячейки, расположенные рядом с просыпями топлива. Измерения распределения МЭД γ-излучения проводились по всей высоте технологического тракта ячеек реактора на выбранных, фиксированных точках (отметках) тракта: три на верхних металлоконструкциях и в графитовой кладке, несколько отметок в ячейках в областях локализации радионуклидов “топливного” происхождения и не более чем на одной отметке в других ячейках.

В результате сравнительных измерений МЭД дозиметрами различных типов и конструкций были получены действительные значения (наиболее приближенные к опорным значениям) мощности дозы по высоте реактора, определены эффекты, влияющие на точность показаний детекторов, а также дозиметры, рекомендуемые в качестве образцовых. На момент проведения исследований (начало 2000-х годов) в экспериментах для сравнения с детектором γ-излучения сканирующего устройства были использованы имеющиеся в наличии и поверенные метрологической службой дозиметры: ДРГ2-01 “Витим” с детектором БДМГ-48 и термолюминесцентные дозиметры ИКС-А (рис. 14). В соответствии с [17] дозиметр ДРГ2-01 "Витим" предназначен для измерения МЭД рентгеновского и γ-излучений в диапазоне энергий фотонов от 30 до 1250 кэВ (4.8–200 фДж) и при соответствующей аттестации государственной и ведомственной метрологической службой мог применяться в качестве образцового прибора [17]. В измерениях была использована ионизационная камера БДМГ-48 (рис. 14) длиной 255 мм, диаметром 40 мм и объемом 10 см^3. Диаметр рабочей части детектора *1* составлял менее 30 мм. Чехол был изготовлен из органического материала со стенками из воздухоэквивалентного материала с металлическим напылением. Энергетическая зависимость чувствительности (ЭЗЧ) дозиметра по диапазону энергий регистрируемого излучения не отличается от чувствительности по ^{60}Co более чем на ±10% в диапазоне энергий от 30 до 1250 кэВ. Дозиметр устойчиво работает при воздействии фонового нейтронного излучения с плотностью потока нейтронов до 5 нейтр./(см^2·с).

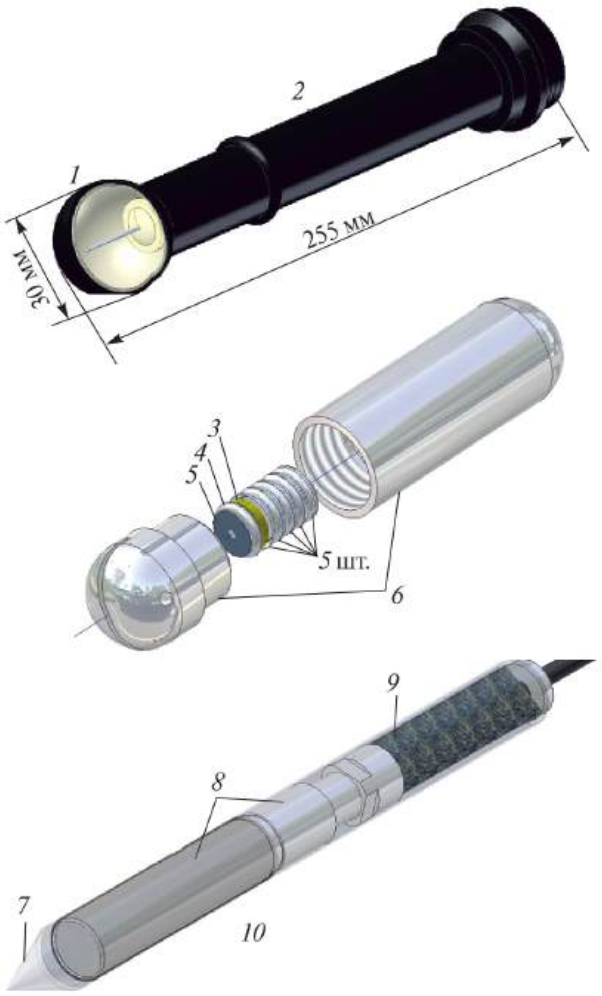


Рис. 14. γ-детекторы: БДМГ-48 (сверху), ИКС-А (по центру), ГАММА-Р (снизу), использованные при сличительных измерениях в конструкциях остановленного реактора: *1* — рабочая (поглощающая) часть детектора, *2* — основная часть детектора, *3* — пластина из термолюминесцирующего алюмофосфатного стекла, *4* — капсула из алюминия, *5* — свинцовый фильтр, *6* — контейнер, *7* — чехол, *8* — ионизационная камера КГ-10, *9* — предусилитель, *10* — свинцовый фильтр.

В эксперименте также были применены термолюминесцентные дозиметры ИКС-А, которые используют для измерения больших доз γ-излучения 0.005–10 Зв с погрешностью ±15% в аварийных условиях, а также для экспериментальных работ [19, 20]. Чувствительным элементом детекторов дозиметра служит пластина ПСТ из специального термолюминесцирующего алю-

мофосфатного стекла *3* состава ИС-7 (% масс.): $MgO{\cdot}P_2O_5$(50%), $Al_2O_3{\cdot}3P_2O_5$(50%), MnO_2(0.1%). Ион марганца служит активатором термолюминесценции. Чувствительность термолюминесцентного стекла к фотонному излучению разных энергий неодинакова. Для ее выравнивания в кассетах детекторов применяются свинцовые фильтры *5*. Для доставки дозиметров ИКС-А на отметку был изготовлен контейнер *6* из легкого сплава САВ, в который закладывались пять стеклянных пластин *3*. Чувствительность дозиметра к нейтронному излучению по сравнению с чувствительностью к γ-излучению ^{60}Co (по поглощенной дозе) не превышает 5% для нейтронов с энергией до 5 МэВ.

Также в экспериментах был испытан детектор устройства ДРГ3-еЮ, разработанный на Сибирском химическом комбинате [18], применявшийся для контроля относительного распределения интенсивного γ-излучения по высоте аппаратов. Устройство включало в себя детектор и измерительный блок контроля БКИ-2еЮ. В корпусе детектора кристаллом вниз установлен полупроводниковый детектор на основе кремния ПД-450 (рис. 15). Из-за того, что у полупроводникового детектора значительная ЭЗЧ (рис. 15) в конструкцию детектора были добавлены свинцовые экраны.

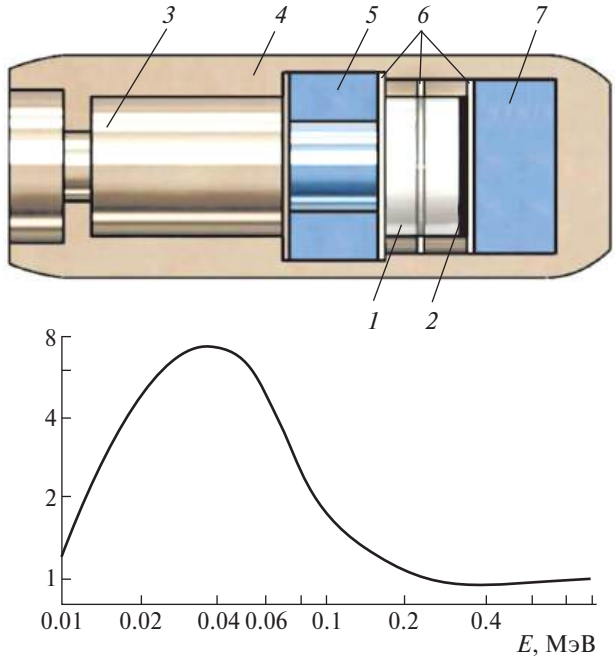


Рис. 15. Блок детектирования устройства ДРГ3-еЮ (сверху) и зависимость чувствительности полупроводникового детектора на основе Si (снизу) от энергии регистрируемого излучения без компенсирующих фильтров: *1* — детектор ПД-450, *2* — поглощающий слой детектора на основе Si, *3* — канал в детекторе для проводов питания и сигналов, *4* — корпус, *5* и *7* — свинцовые экраны для снижения ЭЗЧ, *6* — прокладки.

Таблица 5. Относительные значения средних отклонений показаний детекторов от опорного значения (в процентах)

Детектор	Металлоконструкции			Графитовая кладка		
	№ 1	№ 2	№ 3	Обычные ячейки	Ячейки (наличие р/н топливного происхождения)	Металлические детали
ИКС-А	1	5	0	4	5	3
ДРГ3-еЮ	6	9	5	22	28	6
КГ-10 без фильтра	1	7	4	149	208	60
КГ-10 с фильтром	3	4	5	46	20	6

Таблица 6. Относительная погрешность детекторов (в процентах)

Детектор	Металлоконструкции			Графитовая кладка		
	№ 1	№ 2	№ 3	Обычные ячейки	Ячейки (наличие р/н топливного происхождения)	Металлические детали
ИКС-А	20	19	20	27	22	18
ДРГ3-еЮ	23	22	23	42	48	19
КГ-10 без фильтра	19	23	23	240	334	98
КГ-10 с фильтром	19	21	23	78	38	19

По результатам сличительных измерений методом замещения были определены относительные значения средних отклонений показаний детекторов ГАММА-Р, ДРГ3-еЮ, ИКС-А от опорного значения детектора БДМГ-48 (табл. 5). Также по формулам (4)-(8), приведенным ниже, была определена основная нормируемая характеристика каждого типа детектора — относительная погрешность детекторов (табл. 6).

В ходе выполнения измерений с учетом получаемых результатов испытаний для ослабления сильной ЭЗЧ ионизационной камеры КГ-10 кроме стального чехла толщиной 0.25 мм был добавлен свинцовый фильтр толщиной 1.0 мм, что позволило существенно снизить погрешность измерений в графитовой кладке (табл. 5).

В ходе измерений наибольшие расхождения значений были получены в графитовой кладке. Максимальная относительная погрешность детекторов в графитовой кладке составила: ИКС-А — 27%, ДРГ3-еЮ — 48%, детектор КГ-10 (ГАММА-Р) со свинцовым фильтром толщиной 1 мм — 78%, а без фильтра 334%. Относительная погрешность измерения детекторов в металлоконструкциях реактора не превысила ±25%.

Причиной наибольшего разброса экспериментальных значений в графитовой кладке послужило преобладание излучения низких энергий (рис. 5). И как следствие, в случае если у детектора значительная ЭЗЧ, которая не выравнена к фотонам разных энергий, то в итоге получаются завышенные, а в случае избыточной компенсации фильтрами заниженные результаты. В обычных ячейках удовлетворительные результаты показал детектор ИКС-А. Отклонение полученных ИКС-А результатов от опорного значения составило в среднем 4%, а относительная погрешность не более ±30%. Значения ДРГ3-еЮ были в среднем ниже на 22%. Установка свинцового фильтра толщиной 1 мм на камеру КГ-10 ГАММА-Р позволила существенно снизить максимальное отклонение до 46%, а относительную погрешность до 78%. Учитывая то, что результатом измерений ГАММА-Р являются относительные распределения γ-излучения по высоте конструкций реактора, максимальную относительную погрешность, не превышающую 80%, вполне можно считать удовлетворительной для решаемой задачи.

Относительная погрешность поверяемого прибора

$$\delta = t_p \sqrt{S^2 + \delta_C{}^2}. \quad (4)$$

Относительное среднее квадратическое отклонение суммы не исключенных остатков систематических погрешностей в процентах равно

$$\delta_c = \sqrt{\frac{1}{3}\left(\delta_p^2 + \delta_0^2\right)}, \quad (5)$$

где δ_0 — относительная доверительная погрешность образцового прибора при доверительной вероятности P=0.95 (из свидетельства), δ_p — относительное отклонение показаний поверяемого прибора от мощности эквивалентной дозы, полученной с помощью образцового прибора (БДМГ-48 дозиметра ДРГ2-01), в процентах:

$$\delta_p = \left|P_0 - \overline{P}\right| \cdot 100 \,/\, P_0, \quad (6)$$

где P_0 — опорное значение мощности эквивалентной дозы, полученной с помощью образцового прибора.

Мощность эквивалентной дозы

$$\overline{P} = \frac{1}{m} \cdot \sum_{i=1}^{m} P_i \,, \quad (7)$$

где i — номер измерений, m — число измерений (не менее пяти).

Относительное среднее квадратическое отклонение отсчета (показания) поверенного прибора в процентах:

$$S = \frac{1}{\overline{P}} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m}\left(P_i - \overline{P}\right)^2}{m \cdot (m-1)}} \cdot 100, \quad (8)$$

где t_p — коэффициент Стьюдента для пяти измерений и доверительной вероятности 0.95 равен 2.78.

Таким образом, в результате были получены приемлемые результаты по среднему отклонению и относительной погрешности для детекторов разных типов, включая детекторы γ-излучения сканирующего устройства, что подтверждает возможность применения данного метода для поверки устройства.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Более чем двадцатилетний опыт применения устройств сканирования для решения задач радиационного обследования конструкций

промышленных уран-графитовых реакторов показал преимущества и перспективность данного типа устройств. В настоящее время ведется подготовка к радиационному обследованию конструкций, остановленных энергетических уран-графитовых реакторов типа РБМК. При этом испытанные методы и устройства сканирования конструкций реакторов предполагается в дальнейшем использовать при их обследовании.

С учетом полученного опыта и расширения круга задач предполагается модернизация устройства по направлению применения детекторов с более высокой эффективностью регистрации нейтронов для перехода от затратного по времени дискретного (шагового) режима сканирования нейтронов к более быстрому непрерывному. Рассматриваются варианты новой компоновки сканирующего устройства для обеспечения сканирования проходок, шахт и других открытых полостей.

Испытанный метод замещения для поверки (калибровки) детекторов γ-излучения непосредственно в конструкциях остановленного ядерного реактора показал свою эффективность и может быть внедрен после выполнения аналогичных измерений с применением современных образцовых детекторов и прохождения необходимой метрологической экспертизы для аттестации методики.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках программы Приоритет 2030 (Приоритет-2030-НИП/ЭБ-039-375-2023)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вывод блоков из эксплуатации // РЭА. 2021. №6. https://www.rosenergoatom.ru/upload/iblock/5dd/5dd65251f7784f1d49d48f0273add2ab.pdf
2. НП-007-17 Правила обеспечения безопасности при выводе из эксплуатации промышленных уран-графитовых реакторов.
3. НП-012-16 Правила обеспечения безопасности при выводе из эксплуатации блока атомной станции.
4. *Борисов М.Е., Ещенко А.Ф., Малкин И.Д.* РФ Патент 2248010, 2005.
5. *Павлюк А.О., Цыганов А.А., Кохомский А.Г., Хвостов В.И., Антоненко М.В., Котляревский С.Г., Бойко В.И., Шаманин И.В., Нестеров В.Н.* // Известия Томского политехнического университета. 2006. Т. 309. № 3. С. 68.
6. *Цыганов А.А., Савиных П.Г., Колобова Э.Н., Павлюк А.О.* // Спектрометрический анализ. Аппаратура и обработка данных на ПЭВМ. Сборник материалов десятого ежегодного семинара. Обнинск. 2004. Т. 1. С. 131.
7. *Баранов И.И., Колобова Э.Н., Мещеряков В.Н., Павлюк А.О., Савиных П.Г.* // Спектрометрический анализ. Аппаратура и обработка данных на ПЭВМ. Сборник материалов IX научно-практического семинара. Обнинск. 2003. Ч. 1. С. 151.
8. *Буланенко В.И., Фролов В.В., Павлюк А.О.* // Сборник тезисов докладов III Российской международной конференции. Обнинск. 2005. С. 92.
9. *Павлюк А.О., Беспала Е.В., Котляревский С.Г., Михайлец А.М.* РФ Патент 2649656, 2018.
10. *Фролов В.В.* Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. Москва: Энергоатомиздат, 1989.
11. *Алейников В. Е., Архипов В. А., Бескровная Л. Г., Тимошенко Г. Н.* Препринт ОИЯИ Р16-97-158. Дубна, 1997.
12. *Горн Л.С., Хазанов Б.И.* Избирательные радиометры. Москва: Атомиздат, 1975.
13. *Садовников Р.Н.* // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. 2002. №10. С.10.
14. *Тарасенко Ю.Н.* // Сборник трудов 32 ГНИИИ МО РФ. 2004. Вып. 29. С. 53.
15. *Брискман Б. А., Генералова В. В., Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С.* Внутриреакторная дозиметрия: Практическое руководство. Москва: Энергоатомиздат, 1985.
16. Эксплуатация и ремонт аппаратуры для измерения ионизирующих излучений / Под ред. Е.А. Левандовского. Москва: Атомиздат, 1978. Вып. 7.
17. ЖШ1.287.529 ТО Техническое описание и инструкция по эксплуатации. 1972.
18. ОК.839.000.00 Рабочая инструкция по использованию устройства сканирования ДРГ-3еЮ. 1988.
19. Техническое описание и инструкция по эксплуатации ИКС-0-00-03 ТО 1979.
20. *Бочвар И.А., Гимадова Т.И., Кеирим-Маркус И.Б.* Метод дозиметрии ИКС. Москва: Атомиздат, 1977.
21. *Кронгауз А.Н., Ляпидевский В.К., Мандельцвайг Ю.Б., Подгорный В.Н.* Полупроводниковые детекторы в дозиметрии ионизирующих излучений. Москва: Атомиздат, 1973.
22. *Юдин М.Ф., Кормалицын Н.Н., Кочин А.Е.* Измерение активности радионуклидов: Справочное пособие. СПб.: ВНИИМ, 1999.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 40–53

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.316.721

РЕГУЛИРУЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ПОСТОЯННОГО ТОКА НА СУПЕРКОНДЕНСАТОРНЫХ НАКОПИТЕЛЯХ ДЛЯ ПИТАНИЯ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ МИКРОВОЛНОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

© 2024 г. П. В. Выходцев[a],*, Ю. А. Карпов[a], А. С. Степченко[a], В. В. Ростов[a]

[a]Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3
**e-mail: pasha.@lfe.hcei.tsc.ru, pave.vykhodtsev@mail.ru*

Поступила в редакцию 02.08.2023 г.
После доработки 12.08.2023 г.
Принята к публикации 12.10.2023 г.

Описана возможность использования современных энергоемких накопителей на основе суперконденсаторов применительно к задачам питания магнитных систем мощных микроволновых генераторов на основе релятивистских ламп обратной волны (ЛОВ). Магнитные системы таких генераторов состоят из двухсекционного соленоида, по обмоткам которого во время работы генератора течет ток силой до 700 А в течение нескольких секунд. Питание магнитных систем осуществляется от емкостного накопителя на основе суперконденсаторных модулей через регуляторы тока понижающего типа. Стабилизация тока осуществляется путем увеличения длительности открытого состояния ключей по мере разряда накопителя. Система управления источниками питания содержит микропроцессор, осуществляющий управление силовыми ключами регуляторов тока, а также управление процессами зарядки накопителя и взаимодействие с периферийными устройствами. В работе представлены все необходимые формулы для расчета параметров регулятора тока, оценки требуемой емкости накопителя и его энергетических характеристик, а также два варианта реализации подобных источников питания: первый — с выходной мощностью до 280 кВт и длительностью выходного тока до 1.5 с, второй — с мощностью 90 кВт и длительностью выходного тока до 2.5 с.

DOI: 10.31857/S0032816224030054 **EDN:** OVTQZK

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы не убывает интерес к источникам мощного СВЧ-излучения различного типа применительно к задачам оценки и повышения помехоустойчивости электронного оборудования, которым все более насыщается транспорт, авиационная и военная техника, а также для эффективного противодействия неприятельской робототехнике, включая беспилотные летательные аппараты, управляемые снаряды, а также системы ПВО, РЛС. Одними из подходящих для этих целей являются электронные СВЧ-генераторы типа релятивистской лампы обратной волны (ЛОВ) [1–3], создаваемые на основе сильноточных импульсно-периодических ускорителей “СИНУС” [4]. Выходная мощность таких генераторов, работающих в дециметровом, сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн, составляет 250–800 МВт при длительностях выходных импульсов 10–50 нс. Массогабаритные характеристики пары ЛОВ–“СИНУС” при текущем уровне развития элементной базы позволяют создавать относительно компактные, дистанционно управляемые, автономные источники мощного импульсного СВЧ-излучения, позволяющие решать упомянутые выше задачи.

В микроволновых генераторах на основе релятивистских ЛОВ магнитное поле для транспортировки электронного пучка создается

соленоидами [5]. Из работ [1–3, 6–8] известно, что для транспортировки электронного пучка по замедляющей системе ЛОВ необходимо магнитное поле индукцией 0.5–2 Тл. Для формирования таких полей в объемах от 500 до 15000 см^3 с помощью соленоидов требуется электрическая мощность от 15 до 300 кВт. Это предъявляет серьезные требования к мощности питающей сети и охлаждению магнитных систем. В то же время для решения большинства задач научно-исследовательского характера не требуется длительной непрерывной работы микроволнового генератора. Использование современных накопителей энергии на основе суперконденсаторов в качестве источника энергии для пары ЛОВ–"СИНУС" позволяет организовать их работу в импульсно-периодическом режиме с характерной продолжительностью работы микроволнового генератора в единицы секунд и минутными паузами между последовательностями импульсов. Подзарядка накопителей и охлаждение магнитных систем происходят во время пауз. В силу емкостного характера накопителя, напряжение которого снижается по мере потребления энергии, а также в связи с ростом сопротивления обмоток по причине их нагрева возникает необходимость стабилизации тока в обмотках магнитной системы в течение всей последовательности импульсов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И АНАЛИЗ ТЕХНИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ

Магнитные системы генераторов на основе ЛОВ в простейшем виде состоят из катушки в виде соленоида, намотанной на трубу диаметром 6–20 см и длиной 20–100 см, внутри которой расположена замедляющая система ЛОВ с катодом и анодом. Распределение магнитной индукции по длине в таких магнитных системах определяется особенностями работы ЛОВ, как правило, оно неоднородно с максимумом в области катода [6]. С целью настройки режимов работы микроволновых генераторов зачастую требуется независимая подстройка силовой линии магнитного поля в области замедляющей системы и катода [6, 7]. По этой причине магнитные системы, как правило, делаются двухсекционными с независимым питанием каждой секции от отдельного регулируемого источника тока. Обмотки магнитных систем, разработанных и используемых в ИСЭ СО РАН, состоят из нескольких тысяч витков медного провода прямоугольного сечения площадью 5–15 мм^2, имеющего большой коэффициент заполнения. Укладка провода может быть сплошной в случае естественного охлаждения или секционной с принудительной циркуляцией масла между секциями. Исходя из количества витков, геометрических размеров и сечения провода, активное сопротивление обмоток находится в диапазоне от нескольких сотен мОм до единиц Ом, индуктивность — в диапазоне от 10 до 100 мГн.

Согласно работе [9] индукция формируемого магнитного поля пропорциональна току, текущему в обмотке, и количеству ее витков. Таким образом, временная нестабильность магнитного поля главным образом определяется флуктуациями тока в обмотке, $\Delta B \sim \Delta I$. Практика показывает, что изменение магнитного поля в пределах ±5% от заданного значения не оказывает значительного влияния на режим работы релятивистских микроволновых генераторов на основе ЛОВ.

В настоящее время в диапазоне мощностей от 10 до 20 кВт существует большой выбор среди серийно выпускаемых источников питания по совокупности выходных параметров, подходящих для питания магнитных систем релятивистских ЛОВ. В микроволновом генераторе [6] магнитная система питалась от двух серийных источников питания постоянного тока с максимальным выходным током до 100 А и мощностью до 15 кВт каждый. При выходных мощностях свыше 15 кВт выбор среди серийно выпускаемых источников питания уже не так велик. К тому же при продолжительной работе магнитных систем на таких мощностях на первое место выходит как проблема охлаждения, так и проблема наличия мощной питающей сети переменного тока. Эти проблемы приобретают еще большее значение при работе микроволновых генераторов в полевых условиях [3].

В силу того, что обмотка магнитной системы представляет собой нагрузку индуктивно-резистивного характера, для регулировки тока и его стабилизации при разряде накопителя наиболее подходящей является схема регулятора тока понижающего типа [10]. Данная схема позволяет питать обмотки магнитной системы от накопителя, заряженного до напряжения, существенно превышающего эффективное постоянное напряжение обмотки U_{s0}, и стабилизировать ток

по мере разряда накопителя. Под напряжением U_{S0} понимается падение напряжения на активном сопротивлении R обмотки при протекании по ней постоянного тока заданной величины I_{S0}, обеспечивающей требуемый уровень индукции формируемого магнитного поля. Исходя из параметров обмоток магнитных систем и потребляемой мощности, можно сформулировать следующие требования к накопителям: зарядное напряжение от 300 до 600 В, выходной ток от 200 до 1000 А, продолжительность работы до нескольких секунд на номинальной выходной мощности в десятки–сотни кВт. Из этого следует, что начальная запасаемая в накопителе энергия, необходимая для обеспечения работы магнитной системы в течение нескольких секунд, находится в диапазоне от сотен кДж до единиц МДж.

Сравнительный анализ накопителей энергии [11, 12] показывает, что электростатические конденсаторы и суперконденсаторы, также называемые молекулярными накопителями энергии (МНЭ), при небольшой удельной энергии обладают высокими показателями по удельной мощности. Аккумуляторы, в отличие от конденсаторов и МНЭ, обладают достаточно большой удельной энергией, но имеют относительно высокое внутреннее сопротивление.

Это качество аккумуляторов в значительной степени снижает удельную мощность проектируемых на их основе накопителей. Для повышения выходной мощности возникает необходимость использования энергоемких аккумуляторов с повышенным выходным током и, следовательно, большими энергозапасом и массой, соединяемых последовательно для получения нужного напряжения [13]. По этой причине накопители с подходящими для питания магнитных систем выходными параметрами имеют избыточный энергозапас и большие массогабаритные характеристики. Тем не менее такой тип накопителя совместно с регулятором тока понижающего типа [10] использовался для питания магнитной системы в работе [14].

Электростатические “классические” конденсаторы всех типов по причине низкой удельной энергии не представляют интереса для построения накопителей, обладающих энергозапасом, достаточным для питания магнитных систем в течение нескольких секунд. Накопители на их основе имеют крайне большие массу и габариты при избыточной выходной мощности и больше подходят для питания работающих в однократном режиме “импульсных” магнитных систем [9].

Суперконденсаторы [11, 12, 15] занимают промежуточное положение между традиционными конденсаторами и аккумуляторами и, в отличие от аккумуляторов, имеют большую удельную мощность, но меньшую удельную энергию. При этом значения этих параметров являются оптимальными с точки зрения построения относительно компактных накопителей с запасаемой энергией от сотен кДж до единиц МДж. К тому же форма их гальваностатических зарядных и разрядных кривых близка к линейной, как у обычных электростатических конденсаторов [12]. Также суперконденсаторы, по сравнению с аккумуляторами, обладают целым рядом преимуществ [11, 12], среди которых применительно к задачам организации питания магнитных систем, а также ускорителей “СИНУС” [4] можно выделить малое время и большое количество циклов заряда-разряда, большой срок службы, а также возможность работы в широком диапазоне температур окружающей среды.

Для практических применений, к которым также относится организация питания магнитных систем, необходимы накопители с напряжением в сотни вольт, при их создании на основе элементарных суперконденсаторов в настоящее время используются две основные технологии: наборная и намоточная [15]. Суперконденсаторы, выполненные по наборной технологии [16], также называемые молекулярными накопителями энергии (МНЭ), обладают высоким зарядным напряжением (до 420 В). Удельная энергия таких накопителей может достигать значения 2.5 кДж/кг при удельной мощности до 5 кВт/кг. По этим качествам МНЭ подходят для применения в качестве накопителей энергии для питания магнитных систем и ускорителей типа “СИНУС”. В то же время из работы [16] также следует, что максимальная удельная энергия МНЭ, имеющих зарядное напряжение свыше 160 В, едва достигает значения 1.8 кДж/кг, что существенно ниже значений удельной энергии современных образцов суперкондесаторных модулей [17]. К недостаткам этих накопителей также можно отнести цилиндрическую конструкцию их корпуса, из-за которой нерационально используется внутренний объем источника питания. В силу этих причин источники питания с накопителями на основе МНЭ имеют большую массу и габари-

ты, что затрудняет их применение в мобильных системах. Например, накопитель с запасаемой энергией в 1.6 МДж источника питания магнитной системы, описанный в работе [18], состоял из 32 накопителей МНЭ общей массой более 1 т.

Суперконденсаторы, выполненные по намоточной технологии [17], обладают низким зарядным напряжением, равным напряжению разложения электролита, которое, как правило, не превышает значения 3 В, емкостью до нескольких тысяч фарад и малым внутренним сопротивлением. Удельная энергия на единицу массы у некоторых моделей достигает значения 21.6 кДж/кг [11, 12]. В настоящее время такие суперконденсаторы, также называемые базовыми ячейками, производятся многими компаниями и составляют большинство выпускаемой продукции. Поскольку максимальное зарядное напряжение базовых ячеек составляет единицы вольт, для получения нужных значений зарядного напряжения и емкости их соединяют последовательно с использованием схем балансировки [12, 19], параллельно или смешанно, и конструктивно объединяют в модули или блоки. При этом их электрические характеристики и свойства соответствуют таковым для обычных конденсаторов.

Модульные накопители энергии на основе суперконденсаторов в настоящее время выпускаются многими зарубежными [20–24] и отечественными [25–26] компаниями. В табл. 1 представлены характеристики серийно выпускаемых модулей, имеющих зарядное напряжение свыше 100 В. В табл. 1 также видно, что удельный энергозапас модулей находится в диапазоне от 6 до 17 кДж/кг и в большей степени зависит от конструктивного исполнения корпуса, а в меньшей — от типа используемых ячеек, энергетические характеристики которых приблизительно одинаковы. Зачастую многие компании предлагают решения в бескорпусном исполнении в виде печатных плат с напаянными базовыми ячейками и элементами схемы балансировки. Удельный энергозапас таких модулей может превышать значение 20 кДж/кг, прибли-

Таблица 1. Характеристики серийно выпускаемых модульных суперконденсаторных накопителей с зарядным напряжением свыше 100 В

Компания	Напряжение, В	Емкость, Ф	ESR, мОм	Пиковый ток(1с), А	Размеры Д×Ш×В, мм^3	Масса, кг	Удельный энергозапас, Дж/кг
Maxwell [20]	160	10	160	200	380×258×93	7.4	17.3[(1)]
		6	188	170	366×234×80	5.1	15[(1)]
WIMA [21]	125	62	16.4	До 1900	409×576×156	31.9	15.18[(1)]
KYOCERA AVX [22]	160	5.8	150	249	234×364×80	5.3	14[(1)]
LS Mtron [23]	129.6	62	13.2	До 2300	720×405×226	53	9.8[(1)]
	162.4	15	110	460	684×202×184	18.5	10.7[(1)]
SPS cap [24]	160	5.8	200	214	367×235×79	6	12.4[(1)]
	150	5.8	200	200	80×420×283	10	6.5[(1)]
	144	55	17	200	540×705×300	85	6.7[(1)]
Ультраконденсаторы Феникс [25]	360	2.4	260	250	350×310 155	15.5	10[(1)]
	110	12	120	290	268×204×100	3.5	20.7[(2)]
	105	15	120	290	268×204×100	3.5	23.6[(2)]
Titan Power Solution [26]	360	2.4	360	175	379×300×167	17	9.1[(1)]
	1200	6.3	139	1000	820×793×1200	600	7.5[(1)]
	105	7.8	79.8	270	264×200×68	4	10.7[(2)]

[(1)] модули в корпусе, [(2)] модули в бескорпусном исполнении в виде печатных плат.

жаясь к энергозапасу базовых ячеек. К тому же конструкция в виде печатных плат позволяет компактно размещать их в общем корпусе источника и соединять различными способами для получения нужных значений зарядного напряжения и емкости.

3. ПРИНЦИП РАБОТЫ

3.1. Разряд накопителя при стабилизации тока в обмотке

Применение управляемого регулятора тока понижающего типа с обратной связью [10], регулирующего и стабилизирующего тока в обмотках магнитной системы, позволяет избавиться от спада тока во время разряда накопителя. Таким способом можно осуществлять достаточно глубокую разрядку накопителя, вплоть до уровня напряжения, равного эффективному напряжению обмотки соленоида U_{Seff}, что ведет к более эффективному использованию запасенной в накопителе энергии. Это также позволяет существенно снизить емкость накопителя относительно режима нестабилизированного разряда и, следовательно, снизить массогабаритные характеристики микроволнового генератора. Схема питания обмотки магнитной системы от емкостного накопителя через регулятор тока приведена на рис. 1.

Емкостной накопитель энергии емкостью C и внутренним сопротивлением r_0 предварительно заряжается с помощью зарядного устройства ЗУ постоянным током $I_З$ до напряжения U_{C0}, в несколько раз превышающего эффективное напряжение соленоида (магнитной системы) U_{S0}. В определенный момент времени включается регулятор тока, замыкается ключ S и ток в витках магнитной системы начинает нарастать (интервал t_0-t_1 на рис. 2) до значения I_{S0}, вокруг которого происходит его стабилизация по мере разряда накопителя. По достижении током максимального

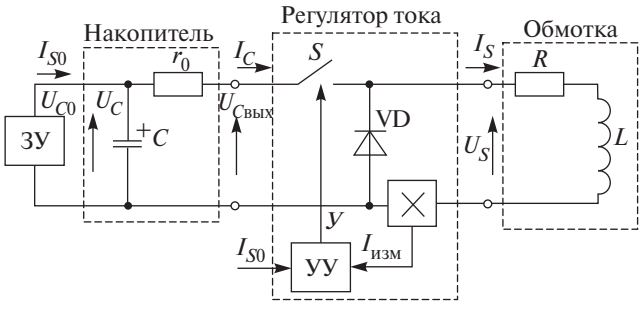


Рис. 1. Схема питания обмотки магнитной системы от накопителя через регулятор тока.

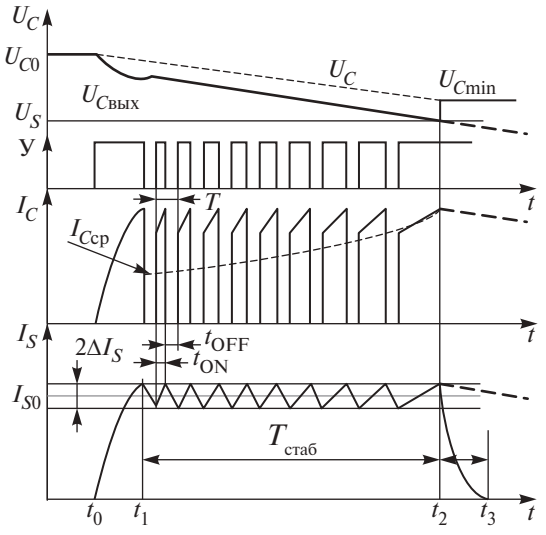


Рис. 2. Графики напряжения и тока.

значения $I_{S0}+\Delta I_S$ ключ S размыкается и отключает накопитель от обмотки. Сразу после этого открывается диод VD, замыкая контур с током, и ток в магнитной системе начинает экспоненциально спадать согласно постоянной времени. По достижении током минимального значения I_{S0}-ΔI_S ключ S вновь замыкается и процесс повторяется. В дальнейшем изложении под током I_{S0} понимается значение, усредненное по некоторому временному промежутку, равному периоду коммутации ключа S. В действительности ток в витках магнитной системы имеет флуктуирующий характер и зависит от времени:

$$I_S(t) = I_{S0} \pm \Delta I_S(t) I_S(t) = I_{S0} \pm \Delta I_S(t), \quad (1)$$

где $\Delta I_S(t)$ — флуктуирующая часть тока с амплитудой ΔI_S.

Динамика изменения тока в витках магнитной системы $I_S(t)$ в случае замкнутого ключа S описывается следующим дифференциальным уравнением:

$$L\frac{dI_S(t)}{dt} + I_S(t)R = U_C - I_S(t)r_0 L\frac{dI_S(t)}{dt} + \\ + I_S(t)R = U_C - I_S(t)r_0. \quad (2)$$

Решением этого уравнения является следующая временная зависимость тока $I_S(t)$ в случае замкнутого ключа S:

$$I_{S=ON}(t) = \frac{U_C}{R+r_0} - \left(\frac{U_C}{R+r_0} - I_0\right)e^{-t/\tau_1}. \quad (3)$$

Временная зависимость тока $I_S(t)$ в случае разомкнутого ключа является решением уравнения при нулевой правой части:

$$I_{S=\mathrm{OFF}}(t) = I_0 e^{-t/\tau_2} I_{S=\mathrm{OFF}}(t) = I_0 e^{-t/\tau_2}, \quad (4)$$

где $\tau_1 = L/(R+r_0)$ и $\tau_2 = L/R$ — постоянные времени обмотки.

Таким образом, включая и выключая ключ S в течение временных интервалов t_{ON} и t_{OFF}, можно регулировать ток I_S в обмотках магнитной системы. При этом длительность отрытого состояния ключа t_{ON}, необходимая для достижения током значения $I_{S0}+\Delta I_S$, растет по мере разряда накопителя, а длительность закрытого состояния t_{OFF} определяется только величиной тока в момент закрывания ключа. При этом отношение $D = t_{\mathrm{ON}}/(t_{\mathrm{ON}}+t_{\mathrm{OFF}})$, называемое скважностью, будет определять среднее значение тока I_{S0}. Соотношение между средними за период регулирования $T_S = t_{\mathrm{ON}} + t_{\mathrm{OFF}}$ значениями напряжений и токов также определяется скважностью коммутации ключа S:

$$\frac{U_S}{U_{C\mathrm{вых}}} = \frac{I_C}{I_{S0}} = D. \quad (5)$$

Частота коммутации силового ключа, обеспечивающая требуемую амплитуду пульсаций тока и, следовательно, формируемого магнитного поля, определятся следующим выражением:

$$f_S = \frac{R}{L}\frac{I_{S0}\left(U_C - I_{S0}\left(R + r_0\right)\right)}{2\Delta I_S\left(U_C - I_{S0}\, r_0\right)}. \quad (6)$$

Стабилизация тока возможна до тех пор, пока выходное напряжение накопителя при замкнутом ключе S не достигнет уровня, равного $U\left(I_{S0} + \Delta I_S\right)_{C\min}$, после которого с момента времени t_2 начинается разряд накопителя по экспоненциальному закону. Этот случай показан на рис. 2 штриховыми линиями.

3.2. Энергетические характеристики накопителя

Согласно балансу мощностей и пренебрегая потерями в ключе S, можно сказать, что мощность, отдаваемая накопителем в нагрузку во время стабилизации тока, с большой точностью равна мощности, потребляемой магнитной системой, $P_C \sim P_S$. Имеет место разряд накопителя постоянной мощностью

$$P_C = U_C(t)\, I_C(t) = U_S\, I_{S0} = I_{S0}^2\, R.$$

При этом полная энергия $E_C = E_R + E_{r0}$, потребляемая из запасенной энергии накопителя, является суммой энергий, выделяющихся на активном сопротивлении магнитной системы R и внутреннем сопротивлении накопителя r_0.

Энергия E_{r0}, выделяющаяся на внутреннем сопротивлении накопителя, является паразитным параметром, для компенсации которого требуется большее значение емкости накопителя или повышенное зарядное напряжение. Эта энергия выделяется только в течение времени t_{ON}, когда ключ S замкнут, она равна $E_{r0} = I_{S0}^2\, r_0\, t_{\mathrm{ON}}$. Среднее значение мощности тепловых потерь на внутреннем сопротивлении за период регулирования, равный периоду открывания ключа S, $T_S = t_{\mathrm{ON}} + t_{\mathrm{OFF}}$, определяется следующим выражением:

$$P_{r0} = \frac{1}{T_S}\int_0^{t_{ON}} r_0\, I_S^2(t)\, dt, \quad (7)$$

которое также достаточно точно можно оценить как

$$P_{r0} \approx I_{S0}^2\, r_0 \frac{t_{\mathrm{ON}}}{T_S} = I_{S0}^2\, r_0\, D.$$

С учетом этого временная зависимость выходного напряжения накопителя во время стабилизации тока магнитной системы будет выглядеть следующим образом:

$$U_{C\mathrm{вых}}(t) = \sqrt{(U_{C0} - I_{S0}\, r_0\, D)^2 - \frac{2 I_{S0}^2\, R t}{C}}. \quad (8)$$

Максимальная продолжительность питания магнитной системы от накопителя, в течение которой возможна стабилизация ее тока, без учета расхода энергии на переходной процесс, связанный с нарастанием тока, выглядит следующим образом:

$$T_{\mathrm{стаб}} = \frac{C\left(U_{C0}^2 - U_{C\min}^2\right)}{2\left(P_S + P_{r0\mathrm{ср}}\right)}. \quad (9)$$

Величина времени $T_{\mathrm{стаб}}$ определяет время работы магнитной системы и является одним из исходных параметров, задаваемых на стадии проектирования микроволнового генератора, совместно с параметрами магнитного поля она задает энергетические характеристики накопителя. Поэтому с практической точки зрения

возникает необходимость в точном определении этого параметра.

Среднюю мощность потерь на внутреннем сопротивлении накопителя можно представить как $P_{r0\text{ср}} = I_{S0}^2 D_{\text{ср}} r_0$, здесь $D_{\text{ср}}$ — среднее значение скважности коммутации ключа S за все время стабилизации тока $T_{\text{стаб}}$. С учетом практически линейной характеристики выходного напряжения накопителя во время его разряда постоянной мощностью величину $D_{\text{ср}}$ можно определить как

$$D_{\text{ср}} = \frac{(D_1 + D_2)}{2}, \qquad (10)$$

где D_1 и D_2 — значения скважности тока в моменты времени t_1 в начале и t_2 в конце временного интервала $t_{\text{стаб}}$.

Поскольку в конце временного интервала $t_{\text{стаб}}$ выходное напряжение накопителя становится равным эффективному напряжению соленоида $U_C(t_2) = U_{S0}$, ключ S остается постоянно замкнутым в течение всего периода регулирования. Из этого следует, что скважность тока в этот момент времени D_2=1.

Для нахождения значения скважности D_1 схема на рис. 1 преобразовывается к упрощенному виду, соответствующему состоянию регулятора строго в момент времени t_1. В упрощенной схеме на рис. 3 накопитель представлен в виде источника постоянной ЭДС E с внутренним сопротивлением r_0, а обмотка магнитной системы совместно с регулятором тока — в виде постоянного сопротивления R. Напряжение источника ЭДС E равно начальному зарядному напряжению накопителя U_{C0} без учета падения на внутреннем сопротивлении. Значение сопротивления R неизвестно, но мощность, рассеиваемая на нем, равна мощности, потребляемой магнитной системой.

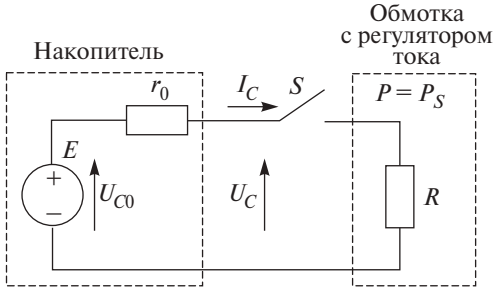


Рис. 3. Упрощенная эквивалентная схема источника питания.

После замыкания ключа S в активном сопротивлении R начинает течь ток I_C и выделяться мощность $P = I_C^2 R$, значение которой равно мощности, потребляемой магнитной системой, и известно на стадии ее расчета. Для схемы регулятора тока на рис. 1 это соответствует моменту времени t_1, с которого началась стабилизация тока. Напряжение на выходе источника U_C и его ток I_C при замкнутом ключе S описываются следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} U_C = U_{C0} - I_C r_0, \\ P_C = P_{S0} = U_C I_C. \end{cases} \qquad (11)$$

Решение этой системы после подстановки тока $I_C = P_{S0} / U_C$ в первое уравнение сводится к решению квадратного уравнения $U_C^2 - U_{C0} U_C + P_S r_0 = 0$. Корнями этого уравнения являются

$$U_{C1} = \frac{U_0 + \sqrt{U_0^2 - 4 P_S r_0}}{2}$$

– напряжение на выходе источника E при замкнутом ключе S и

$$U_{C1} = \frac{U_0 - \sqrt{U_0^2 - 4 P_S r_0}}{2}$$

– падение напряжения на его внутреннем сопротивлении r_0. Применительно к схеме на рис. 1 U_{C1} соответствует выходному напряжению накопителя $U_{C1}(t)$ в момент времени t_1, U_{C2} — падению напряжения на внутреннем сопротивлении накопителя $U_{r0}(t)$ в момент времени t_1. На основании значения U_{C1} по формуле (5) определяется скважность открывания ключа S в момент времени t_1 и далее по формуле (10) ее среднее значение $D_{\text{ср}}$ за все время стабилизации тока $T_{\text{стаб}}$.

Значение времени $T_{\text{стаб}}$, определенное по формуле (9), является не совсем точным, поскольку эта формула справедлива только для стабилизированного разряда накопителя постоянной мощностью. При этом не учитывается расход энергии накопителя на переходный процесс, связанный с нарастанием тока в обмотке до заданного значения I_{S0} (интервал t_0-t_1 на графике рис. 2).

3.3. Эффективность использования накопителя и его КПД

Одной из важнейших характеристик источников питания, выполненных на основе накопителей энергии, является коэффициент

использования запасенной в нем энергии. Этот коэффициент является отношением энергии, потребленной от накопителя за все время $T_{\text{стаб}}$, к изначально запасенной в нем энергии, он показывает эффективность использования энергии накопителя магнитной системой:

$$K_E = \frac{E_0 - E_{C\min}}{E_0}, \qquad (12)$$

где E_0 — энергия, изначально запасенная в накопителе, заряженном до номинального рабочего напряжения U_0, $E_{C\min}$ — остаточная энергия накопителя при напряжении $U_{C\min}$.

Поскольку стабилизация тока в магнитной системе возможна до тех пор, пока выполняется условие $U_C(t) \geq I_{S0}(R + r_0)$, выражение (12) с учетом этого условия можно записать в следующем виде:

$$K_E = \left(1 - \frac{\left(I_{S0}(R + r_0)\right)^2}{U_{C0}^2}\right) \cdot 100\%. \qquad (13)$$

Из формул (12) и (13) следует, что чем ниже остаточное напряжение на накопителе $U_{C\min}$, тем эффективнее используется запасенная в нем энергия.

За время стабилизации тока накопитель разряжается током $I_C(t)$, при этом часть запасенной в нем энергии рассеивается в виде тепла на его внутреннем сопротивлении r_0, вызывая его нагрев. Эта энергия определяется следующим выражением:

$$E_{r0} = \int_0^{T_{\text{стаб}}} r_0 I_C^2(t)dt \approx T_{\text{стаб}}\, r_0\, D_{\text{ср}}\, I_{S0}^2. \qquad (14)$$

При этом значение разрядного тока накопителя является доподлинно не известной величиной, зависящей, согласно формуле (5), от его выходного напряжения $U_C(t)$ и тока магнитной системы I_{S0}. Полная энергия, потребленная магнитной системой от накопителя, определяется формулой

$$E_C = E_S + E_{r0} = E_0 - E_{C\min}, \qquad (15)$$

где E_S — полная энергия, выделившаяся на активном сопротивлении обмотки за все время протекания тока. Эта энергия определяется следующим выражением:

$$E_S = \int_0^{t_3} R\, I_S^2(t)dt = T_{\text{стаб}}\, R\, I_{S0}^2 + \frac{L\, I_{S0}^2}{2}. \qquad (16)$$

При оценке полной потребленной энергии не учитываются потери на ключевых (силовых полупроводниковых) элементах регулятора тока, а также потери на подводящих проводах и шинах ввиду их незначительности по сравнению с величинами E_S и E_{r0}.

Выражение для коэффициента полезного действия (КПД) накопителя K_{eff}, показывающего, какая часть потребленной из него энергии была использована на создание магнитного поля, выглядит следующим образом:

$$K_{\text{eff}} = \frac{E_S}{E_0 - E_{C\min}}. \qquad (17)$$

Потери энергии на внутреннем сопротивлении, согласно формуле (14), растут одновременно с ростом потребляемого тока и времени работы магнитной системы. Отсюда следует, что основным фактором, ведущим к снижению КПД накопителя как источника энергии, является величина тока, потребляемого магнитной системой от накопителя.

4. РЕАЛИЗАЦИЯ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ

4.1. Двухканальный источник с суммарной выходной мощностью до 280 кВт

На основе накопителей, состоящих из суперконденсаторных модулей, с использованием описанных выше теоретических принципов в ИСЭ СО РАН было реализовано несколько двухканальных источников питания магнитных систем. Суммарная выходная мощность обоих каналов каждого источника находилась в диапазоне от десятков до нескольких сотен кВт при длительности стабилизации выходного тока $T_{\text{стаб}}$ в единицы секунд.

На рис. 4, 5 показаны структурная схема и внешний вид источника, предназначенного для питания магнитной системы, состоящей из двухсекционного “теплого” соленоида, постоянным током суммарной мощностью до 300 кВт в течение 1 с. Данная магнитная система совместно с источником питания разработана и изготовлена в ИСЭ СО РАН (г. Томск), она работает в составе плазменного мазера, собранного в АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” в 2021 г.

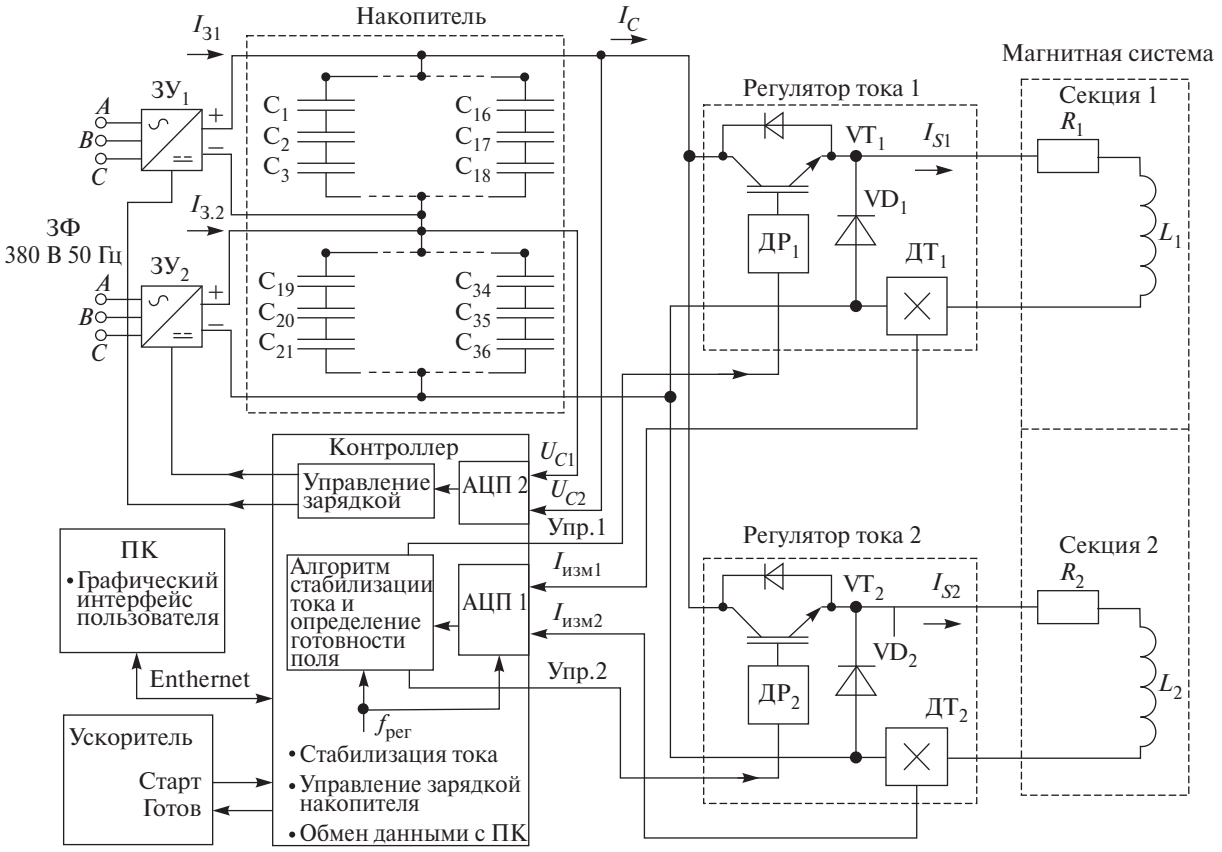


Рис. 4. Структурная схема источника питания мощностью 280 кВт.

Рис. 5. Внешний вид источника питания: *1* — накопитель; *2* — зарядные устройства; *3* — контроллер и блок коммутации; *4* — разрядные сопротивления.

И являющегося источником мощного широкополосного СВЧ-излучения. Номинальный рабочий уровень токов в секциях магнитной системы составляет 610 А для первой и 170 А для второй секции, при этом максимальная амплитуда пульсаций токов не превышает ±2% от заданных значений. Максимальная индукция магнитного поля в первой секции диаметром 48 мм и длиной 120 мм на номинальном токе составляет 3 Тл, индукция однородного магнитного поля второй секции диаметром 68 мм и длиной 670 мм составляет 1 Тл. В целях подстройки силовой линии магнитного поля выходной ток каждого канала может независимо устанавливаться перед каждым включением. Диапазон изменения выходного тока составляет от +25% до -50% от номинального значения. При этом верхний предел выходного тока ограничен порогом срабатывания аппаратной защиты от перегрузки, а нижний — допустимым уровнем пульсаций.

При активном сопротивлении секций магнитной системы, равном 0.57 Ом для первой секции и 2.17 Ом для второй, суммарная выходная мощность источника при номинальном токе достигает значения 280 кВт. Расчетные значения эффективного постоянного напряжения, определяющие глубину разряда накопителя, составляют 347.7 В для первой секции и 368 В — для второй.

Источник питания состоит из накопителя, заряжаемого двумя зарядными устройствами $ЗУ_1$ и $ЗУ_2$, от которого через регуляторы тока питаются обмотки соленоидов магнитной системы, а также системы управления, состоящей из контроллера и персонального компьютера (ПК).

Накопитель состоит из 36 включенных последовательно-параллельно суперконденсаторных сборок НСКБК 12–110 производства компании "Ультраконденсаторы Феникс" [25]. Согласно паспортным данным, емкость каждой сборки составляет 12 Ф, максимальное зарядное напряжение — 110 В, внутреннее сопротивление — 0.12 Ом. При таких параметрах сборок и последовательно-параллельной схеме включения суммарная емкость накопителя составляет 12 Ф. Значение внутреннего сопротивления согласно такой схеме включения равно 0.12 Ом. Энергия, запасаемая в накопителе, заряженном до номинального рабочего напряжения 600 В, составляет 2.16 МДж. Накопитель заряжается постоянным током I_{31} и I_{32} от двух зарядных устройств $ЗУ_1$ и $ЗУ_2$. В качестве зарядных устройств используются стабилизированные источники питания с регулируемыми выходными параметрами ИПС-6000-380/500В-15А-3UR [27], работающие в режиме источника тока. Максимальное значение выходного тока каждого зарядного устройства составляет 15 А, верхнее значение выходного напряжения составляет 500 В, при этом максимальная выходная мощность ограничена схемой управления источника на уровне 6 кВт. Полное время зарядки накопителя с нулевого до рабочего уровня напряжения, равного 600 В, составляет приблизительно 8.5 мин.

Транзисторы VT_1 и VT_2 регуляторов тока коммутируют напряжение накопителя на обмотки каждой секции магнитной системы. Максимальная частота выполнения алгоритма регулирования и коммутации силовых ключей составляет 1 кГц, чего вполне достаточно для обеспечения необходимой амплитуды пульсаций тока. Диоды VD_1 и VD_2 замыкают контуры тока после закрывания транзисторов. Токи I_{S1} и I_{S2} в секциях магнитной системы измеряются датчиками тока $ДТ_1$ и $ДТ_2$.

В качестве транзистора и диода в первом канале используются IGBT-модули МДТКИ 1200-17К, во втором канале — модули МДТКИ 400-17К производства ООО "Электровыпрямитель". Драйвер, выполненный в виде устанавливаемой непосредственно на IGBT-модуль печатной платы, является собственной разработкой на основе микросхемы ACPL352. В качестве датчиков тока используются датчики фирмы Honeywell, работающие на эффекте Холла. Конструктивно каждый регулятор тока с целью улучшения электромагнитной совместимости выполнен в отдельном корпусе и размещен на боковой стенке шкафа.

Система управления источником питания состоит из контроллера и персонального компьютера. Контроллер, выполненный на базе микропроцессора STM32F407VET6 фирмы "STMicroelectronics", измеряет и регулирует ток в секциях магнитной системы путем управления временем открытия ключей согласно релейному закону регулирования [28]. Алгоритм регулирования выполняется микропроцессором программно. Для достижения необходимой точности регулирования и стабилизации тока период получения данных с АЦП и выполнения алгоритма регулирования должен удовлетворять следующему условию:

$$T_{\text{рег}} \le \Delta t_{S=\text{ON}} = \frac{L\Delta I_S}{U_{C0} - I_{S0}R}. \qquad (18)$$

Контроллер также проверяет значения токов на предмет их вхождения в заданные диапазоны, на основании чего им формируется сигнал готовности магнитного поля *Готов*, разрешающий работу ускорителя. Другой функцией контроллера является измерение напряжения накопителя и управление процессом его зарядки и разрядки.

В установленной на персональном компьютере программе управления реализован графический интерфейс пользователя, задаются и хранятся все настройки, а также отображаются осциллограммы выходных токов и напряжений, которые затем сохраняются в виде файлов истории. Связь между персональным компьютером и контроллером осуществляется по протоколу TCP/IP.

Источник питания конструктивно выполнен в металлическом корпусе в виде шкафа с габаритными размерами 800×600×1800 мм^3. Масса источника составляет около 400 кг. На передней панели шкафа с лицевой стороны размещены элементы системы безопасности, такие как предупреждающие знаки, кнопка аварийного

останова и блокировки включения, а также вольтметр, показывающий уровень напряжения на накопителе вне зависимости от того, включен источник питания в сеть или нет. Регуляторы тока размещены на боковой панели шкафа в отдельных корпусах.

Взаимодействие с ускорителем осуществляется в режиме реального времени посредством двух сигналов *Старт* и *Готов*, передаваемых по оптоволоконным линиям. По сигналу от ускорителя *Старт* включаются регуляторы тока. Как только токи $I_S(t)$ в секциях магнитной системы достигают заданного диапазона значений $I_{S\min} \ldots I_{S\max}$ и в дальнейшем удовлетворяют условию $I_{S\min} \le I_S(t) \le I_{S\max}$, контроллер выдает сигнал готовности магнитного поля *Готов*. По этому сигналу ускоритель выдает серию импульсов и снимает сигнал *Старт*, тем самым выключая регуляторы тока. Мониторинг внешнего сигнала *Старт* и проверка токов на предмет их вхождения в заданный диапазон, а также формирование сигнала готовности магнитного поля выполняются с высокой частотой повторения, превышающей в несколько раз частоту регулирования тока.

Как видно на рис. 6, во время работы регуляторов тока накопитель разряжался с начального уровня напряжения, равного 595 В, до конечного — 536 В. При таком уровне остаточного напряжения эффективность использования энергии накопителя составляет 18.63%. При этом выходной ток каждого канала оставался постоянным и время его стабилизации $T_{стаб}$ составляло 1 с. Допустимые отклонения выходного тока каждого канала задавались равными ±2% от его заданных значений. Высокий уровень сигнала готовности поля на рис. 6 и его непрерывность на всем интервале $T_{стаб}$ говорят о том, что отклонение выходного тока каждого канала не выходило за пределы этого диапазона. По результатам испытаний максимальное время стабилизации тока $T_{стаб}$ при том же уровне зарядного напряжения достигало значения 1.6 с при расчетном времени 1.8 с, определенном по формуле (9). После этого наблюдались спад тока во второй секции, исчезновение сигнала готовности магнитного поля и вслед за этим автоматически производились выключение регуляторов тока и остановка всей системы. При этом эффективность использования энергии накопителя достигает 30%, а удельная масса источника питания на единицу мощности в секунду в режиме стабилизации тока составляет 1 кг/кВт·с.

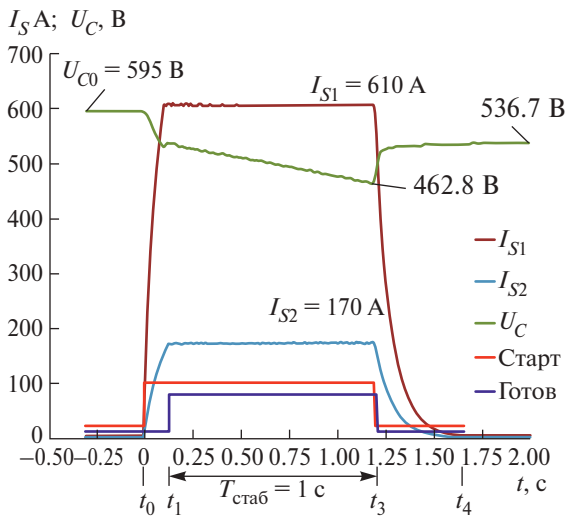


Рис. 6. Формы токов в секциях магнитной системы, напряжения на накопителе и внешних управляющих сигналов.

Согласно испытаниям, импульсы тока с указанными на рис. 6 параметрами могли повторяться каждые 50 с. Это время определялось главным суммарным выходным током двух зарядных устройств. При таких параметрах импульсов средняя выходная мощность данного источника и, следовательно, средняя мощность, потребляемая магнитной системой, составляет примерно 6 кВт. Исходя из этого, можно сказать, что для обеспечения теплового баланса мощность системы охлаждения должна быть не ниже этой величины. В реальности же, по причине низкой теплосъемной способности трансформаторного масла, используемого для охлаждения обмоток, тепловая мощность системы охлаждения должна быть существенно выше. Даже в этом случае температура обмоток может существенно превышать температуру охлаждающего масла.

4.2. Двухканальный источник питания с суммарной выходной мощностью до 90 кВт

По подобной схеме и на основании изложенных выше технических решений также были реализованы несколько менее мощных источников питания, предназначенных для питания двухсекционных магнитных систем постоянным током величиной 160–180 А в течение 2 с. При активном сопротивлении каждой секции, равном 1.5 Ом, максимальная суммарная выходная мощность обоих каналов источника достигала 87 кВт.

Данные магнитные системы, формирующие магнитное поле с максимальной индукцией до 0.8 Тл в трубчатом канале диаметром 180 мм и длинной 560 мм, используются как составные части микроволновых генераторов на основе релятивистских ЛОВ [1–3, 6-8], питаемых от импульсно-периодических ускорителей семейства “СИНУС” [4]. В связи с требуемой техническим заданием компактностью устройства, а также из-за высоких требований, предъявляемых к защите от помех, схема и элементы источника питания магнитной системы и ускорителя конструктивно выполнены как единое целое и размещены в общем корпусе особой конструкции. Общая масса компонентов источника питания, таких как накопитель, зарядное устройство, регуляторы тока, контроллер, а также прочих вспомогательных узлов и компонентов, не превышает 100 кг. Структурная схема данного источника показана на рис. 7.

Одной из отличительных особенностей данного источника является то, что его накопитель состоит из 5 включенных параллельно модульных накопителей НСКБ-2.4-360 [26] емкостью 2.4 Ф и внутренним сопротивлением 360 мОм каждый. Таким образом, суммарная емкость и внутреннее сопротивление накопителя составляют 12 Ф и 64 мОм соответственно. Накопитель заряжается до рабочего напряжения 340–350 В постоянным током $I_З$ от зарядного устройства, в качестве которого используется стабилизированный источник питания с регулируемыми выходными параметрами ИПС-3000-380/500В-7.5А-3UR [27]. Максимальное значение выходного тока источника составляет 7.5 А. Полное время зарядки накопителя от нуля до рабочего напряжения, равного 350 В, посредством такого источника составляет примерно 9.5 мин. Максимальная запасаемая в накопителе энергия при номинальном зарядном напряжении составляет 735 кДж.

Регуляторы тока выполнены подобно описанным выше и функционируют аналогичным образом. Элементная база и конструкция полностью повторяют таковые канала 2 описанного выше источника. Разница заключается лишь в повышенной до 4 кГц максимальной частоте регулирования и коммутации силовых ключей по причине более низкой постоянной времени обмоток магнитной системы.

Другой отличительной особенностью данного источника является тесная интеграция его системы управления в общую систему управления микроволновым генератором. В таком варианте контроллер источника питания выполняет лишь функцию регулирования и стабилизации тока, а функции по управлению процессом зарядки накопителя и определение готовности

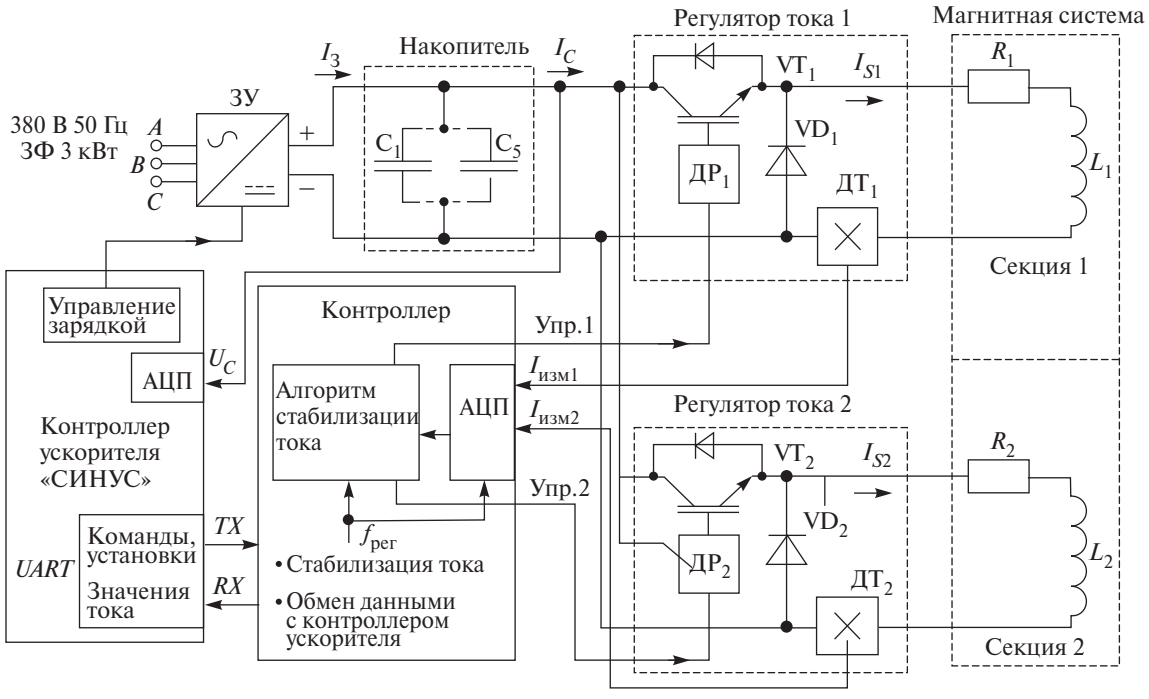


Рис. 7. Структурная схема источника питания мощностью 90 кВт.

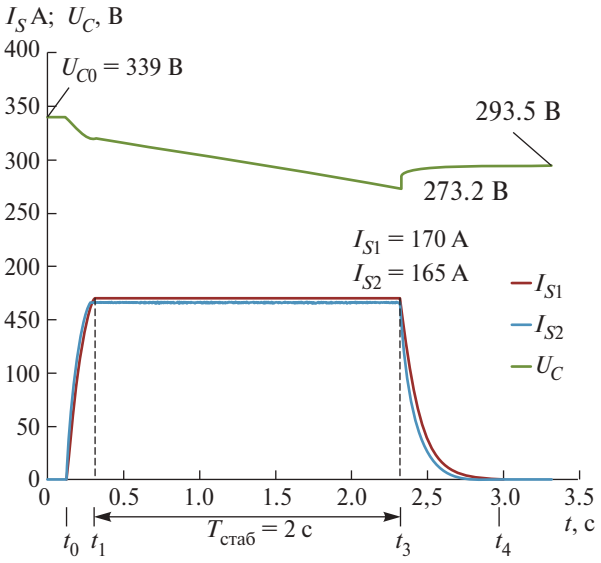


Рис. 8. Формы токов в секциях магнитной системы и напряжения на накопителе.

магнитного поля перешли к контроллеру ускорителя. Обмен данными между контроллерами осуществляется посредством интерфейса UART по двум оптоволоконным линиям. По этим линиям контроллер регулятора получает настройки тока с контроллера ускорителя и передает в обратном направлении значения токов в каждой секции, а также статусную информацию.

Как видно на рис. 8, во время работы регуляторов тока накопитель разряжался с начального уровня, равного 339 В, до конечного — 292 В, при этом выходной ток каждого канала оставался постоянным на уровне 167 А, а продолжительность его стабилизации составляла 2 с. При этом эффективность использования энергии накопителя составляет 25%. При таком разряде накопителя отклонение выходного тока каждого канала не превышало ±2% от его заданного значения. По результатам испытаний максимальное время стабилизации тока $T_{стаб}$ при номинальном зарядном напряжении 340 В достигало значения 2.6 с при расчетном времени 2.7 с, определенном по формуле (9). При этом эффективность использования энергии накопителя достигала 31%. При таких выходных параметрах и используемой элементной базе удельная масса на единицу мощности в секунду в режиме стабилизации тока составляет 0.68 кг/кВт·с. Согласно испытаниям, импульсы тока с указанными на рис. 8 параметрами могли повторяться каждые 75 с. Это время определялось главным образом мощностью зарядного устройства. При таком режиме работы средняя выходная мощность данного источника и мощность, потребляемая магнитной системой, составляют примерно 2.6 кВт. Эта величина также определяет минимально возможную тепловую мощность системы охлаждения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны и реализованы мощные источники питания магнитных систем с секундными длительностями выходного тока. Использование современных суперконденсаторных накопителей, обладающих высоким удельным энергозапасом, позволило создать относительные компактные источники питания магнитных систем с выходной мощностью до 280 кВт. Удельная масса реализованных источников находится в диапазоне от 1 кг/кВт·с до 0.68 кг/кВт·с в зависимости от конструктивного исполнения. Во время испытаний была достигнута высокая эффективность использования энергии накопителя, превышающая 30% от запасенной величины. Погрешность стабилизации выходного тока, определяемая максимальной частотой работы регуляторов тока и постоянными времени обмоток, при достаточно глубоком разряде накопителя, достигающем 20% от первоначального уровня, не превышала ± 2% от заданного значения. Также в ходе работы были получены формулы, позволяющие оценить параметры регуляторов тока и энергетические характеристики накопителя, необходимые для питания обмотки магнитной системы с заданными параметрами постоянным током требуемой величины и длительности. Все расчетные значения, выполненные по этим формулам, с небольшими различиями были подтверждены во время испытания источников. Эти различия можно объяснить отклонением реальных параметров накопителя, таких как емкость и внутреннее сопротивление, от его паспортных значений, а также ростом температуры обмоток магнитной системы во время работы.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Ковалев Н.Ф., Коровин С.Д., Месяц Г.А., Ростов В.В., Сморгонский А.В.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 1443.

2. *Коровин С.Д., Ростов В.В., Сморгонский А.В.* // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1986. Т. 29. С. 1278.
3. *Бункин Б.В., Гапонов-Грехов А.В., Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А., Осипов М.Л., Отливанчик Е.А., Петелин М.И., Прохоров А.М., Ростов В.В., Сараев А.П., Сисакян И.П., Сморгонский А.В., Суворов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 61.
4. *Коровин С.Д., Ростов В.В.* // Известия вузов. Сер. Физика. 1996. № 12. С. 21.
5. *Лагутин А.С., Ожогин В.И.* Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1988. С. 13.
6. *Rostov V.V., Konev V.Y., Tsygankov R.V., Vykhodtsev P.V., Stepchenko A.S.* // IEEE Electron device letters. V. 42. № 6. P. 935 https://doi.org/10.1109/led.2021.3070887
7. *Totmeninov E.M., Gunin A.V., Klimov A.I., Rostov V.V., Stepchenko A. S., Vykhodtsev P.V., Abdul H. Mahir.* // IEEE Transactions on plasma science. V. 40. P. 1590. https://doi.org/10.1109/tps.2012.2189417
8. *Gunin A.V., Klimov A.I., Korovin S.D., Pegel I.V., Polevin S.D., Roitman A.M., Rostov V.V., Stepchenko A.S.* // IEEE Transaction on Plasma Science. 1998. V. 26. P. 326. https://doi.org/10.1109/27.700761
9. *Монтгомери Д.* Получение магнитных полей с помощью соленоидов. Москва: Мир, 1971. С. 26.
10. *Мелешин В.И.* Транзисторная преобразовательная техника. Москва: Техносфера, 2005.
11. *Вольфкович Ю.М.* // Электрохимия. 2021. Т. 57. С. 197. https://doi.org/10.31857/S0424857021040101
12. *Sahin M.E., Blaabjerg F., Sangwongwanich A.* // Energies. 2022. V. 15. P. 674. https://doi.org/10.3390/en15030674
13. Хрусталев Д.А. Аккумуляторы. Москва: Изумруд, 2003. С.133.
14. *Тренькин А.А., Буянов А.Б., Лимонов А.В.* РФ Патент 2732987 С1, 2020.
15. *Деньщиков К.К.* Суперконденсаторы: принципы построения, техника и применения. Текст доклада к Ученому совету ОИВТ РАН от 11.03.2013.
16. *Деньщиков К.К., Жук А.З., Герасимов А.Ф., Голиков М.В.* // Изв. РАН. Сер. Энергетика. 2011. № 5. С. 125.
17. *Бибиков С.Б., Мальцев А.А., Кошелев Б.В., Гелиев А.В.* // Практическая силовая электроника. 2016. № 3. С.44.
18. *Grishin D.M., Gubanov V.P., Gunin A.V., Korovin S.D., Stepchenko A.S.* // 28th IEEE International Conference on Plasma Science and 13th IEEE International Pulsed Power Conference. 2001. V. 2. P. 1638. https://doi.org/10.1109/PPPS.2001.1001880
19. *Разуваев Ю.Ю., Чайка М.Ю., Агупов В.В., Горшков В.С., Силютин Д.Е* // Вестник Воронежского государственного технического университета. 2012. Т. 8. № 7. С. 101.
20. https://maxwell.com/products/ultracapacitors/modules/
21. https://www.wima.de/en/our-product-range/powerblock/powerblock/
22. https://www.kyocera-avx.com/products/supercapacitors/scm-series-large-modules/
23. http://ultra-cap.ru/ultracapacitors/modules
24. https://www.spscap.com/supercapacitor-modules
25. https://www.ultracapacitor.ru/catalog/superkondensatory-feniks/
26. https://titanps.ru/product/sistemy-nakopleniya-energii/
27. http://vorpostnsk.ru/catalog/ips/vypryamiteli-s-reguliruemym-vykhodnym-napryazheniem-i-tokom/isp500v/
28. *Клюев А.С.* Двухпозиционные автоматические регуляторы и их настройка. Москва: Энергия. 1967.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 54–60

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.082.79

ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАЗОВЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК С ОБЪЕМНЫМ ЗАРЯДОМ

© 2024 г. Ю. И. Гусев[a], Ю. В. Нечипоренко[a], Ю. Н. Новиков[a], А. В. Попов[a,*], Д. Е. Соснов[a]

[a]Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" Россия, 188300, Гатчина, Ленинградская обл., мкр. Орлова роща, 1
**e-mail: popov_av@pnpi.nrcki.ru*

Поступила в редакцию 22.08.2023 г.
После доработки 25.09.2023 г.
Принята к публикации 06.10.2023 г.

Характеристики ионного источника с газовым наполнением и инжекцией электронов были изучены в рамках разработки генератора ионов изомерного состояния ^{229m}Th. Проведены расчеты распределения электрического потенциала и плотности электронов в среде гелия. Измерена эффективность эвакуации ионов. Созданная методика отличается высокими эффективностью и быстродействием в сочетании с возможностью формирования интенсивного пучка ионов продуктов радиоактивного распада и ядерных реакций.

DOI: 10.31857/S0032816224030065 **EDN:** OVTNYU

1. ВВЕДЕНИЕ

Ионные источники, совмещенные с газовым объемом, давно и успешно используются для получения пучков ионов продуктов ядерных реакций. Продукты реакции тормозятся в среде инертного газа и в форме иона эвакуируются из газового объема для дальнейшей фильтрации и изучения [1]. Эффективность и время извлечения радиоактивных ионов критически важно для изучения короткоживущих нуклидов с малыми сечениями образования. В то же время извлечение ионов из газового объема определяется его объемом и размером выходного отверстия газовой ячейки и ограничивается параметрами откачки вакуумной системы.

Попытки использовать электростатическое поле для ускорения эвакуации ионов сталкиваются с проблемой формирования собирающего потенциала — необходимостью большого градиента потенциала вблизи выходного отверстия, что приводит к разряду между электродами и значительному разбросу по энергиям извлекаемых ионов. Кроме того, был зафиксирован факт, что наличие электрического поля в присутствии ионизующего излучения приводит к формированию объемного заряда и падению эффективности [2, 3]. Использование комбинации электростатического и радиочастотного потенциалов при условии тщательной сепарации первичного пучка [4, 5] позволило решить проблему ускорения эвакуации ионов при небольших интенсивностях ионизации и давлении более чем десятки Торр, что определяется ограничением на извлекаемый ионный ток. Предельный ток ограничивается мобильностью ионов в потенциале объемного заряда эвакуируемых ионов, а значит, размером выходного отверстия (0.5–1.5 мм), скоростью газовой струи и плотностью газа.

В данной работе описана методика формирования электрического поля с помощью инжекции электронов в газовый объем. Расталкивающий потенциал объемного заряда ионов компенсируется потенциалом, индуцированным электронами, что снимает вышеупомянутое ограничение на ток ионов.

Изомер ^{229m}Th представляется наиболее перспективным кандидатом на роль стандарта частоты нового поколения [6]. Данные о влиянии электронной оболочки на процессы заселения и гашения изомера играют определяющую роль в изучении свойств изомерного состояния [7, 8]. В качестве объекта для изучения этих процессов предлагается однозарядный ион изомера ^{229m}Th, что определяется большой плотностью электронных состояний вблизи энергии изомерного состояния 8.2 эВ [9]. Для оценки роли резонансной конверсии и реализации механизма электронного моста для разрядки и возбуждения изомерного состояния необходима методика с минимальной задержкой между событиями формирования иона и его регистрации.

Для получения изомера ^{229m}Th используется его заселение в альфа-распаде ^{233}U [10, 11]. Ион в результате отдачи после альфа-распада вылетает с поверхности и тормозится в среде гелия, преимущественно в двух- и трехзарядном состояниях. Для его извлечения ранее применялись ионные источники с электростатическим полем [2] с комбинацией статического и радиочастотного полей [10, 11] и с использованием электрического поля, генерируемого объемным зарядом электронов [2, 10]. Ключевой для данного эксперимента является возможность формирования однозарядного иона и максимально быстрая его доставка к детектору. На данный момент ограничение на время жизни изомера в однозарядном ионе составляет 10 мс [12]. Дополнительным параметром является давление газа, которое определяет величину уширения электронных состояний из-за столкновения ионов с молекулами газа и, соответственно, может существенно влиять на вероятность гашения изомера [13]. В работе [10] наблюдался эффект частичной нейтрализации исходных двух- и трехзарядных ионов тория электронами, инжектируемыми в области выходного отверстия газовой ячейки. Использование такой нейтрализации существенно уменьшает промежуток времени между образованием однозарядного иона и его эвакуацией из газовой ячейки. Это позволяет надеяться на то, что изомерное состояние не успеет разрядиться за время транспортировки, что даст возможность измерить его время жизни в однозарядном ионе.

Конструкция ионного источника, предназначенного для получения изомерного состояния в форме однозарядного иона, обсуждается в данной работе.

2. КОНСТРУКЦИЯ И РАБОТА ИСТОЧНИКА

Ионный источник представляет собой камеру из нержавеющей стали диаметром 50 или 100 мм [10], наполняемую гелием при давлении от 1 до 500 Торр, с количеством примесей на уровне 10^{-7} по кислороду [14] (рис. 1). Вну-

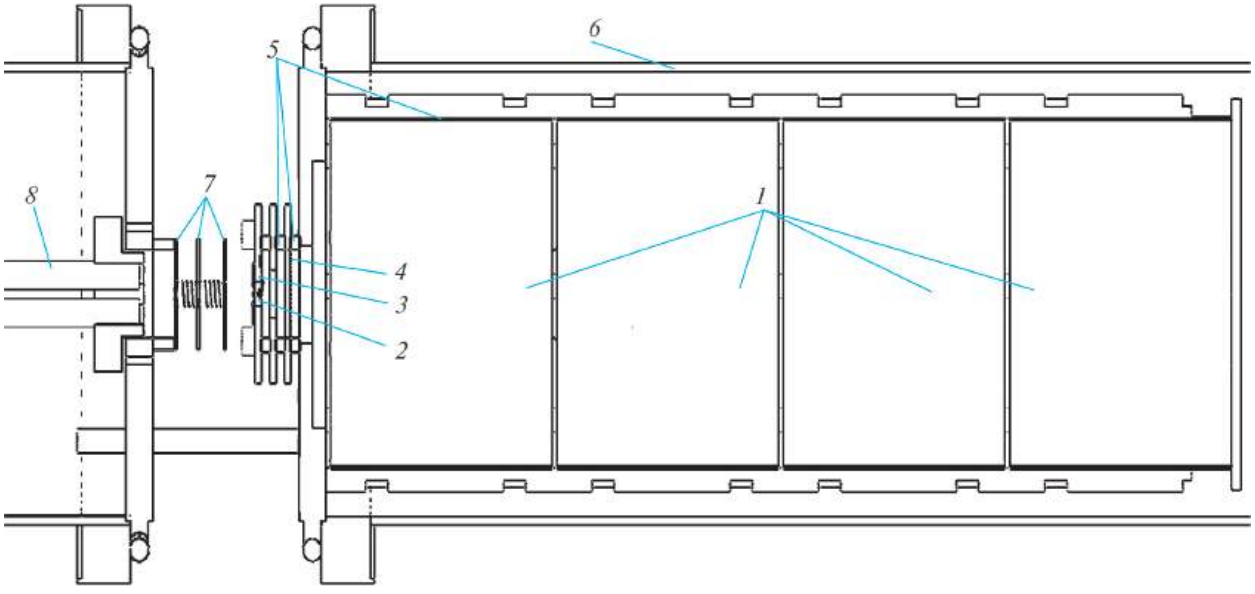


Рис. 1. Ионный источник, сочлененный со схемой формирования ионного пучка: *1* – фольги с ^{233}U в газовой ячейке, *2* – электронный эмиттер, *3* – катод, *4* — дополнительный электрод, *5* — керамические изоляторы, *6* — газовая ячейка, *7* — транспортные электроды со статическим потенциалом, *8* — электроды с радиочастотным квадрупольным потенциалом.

три газовой ячейки размещены фольги из нержавеющей стали с нанесенным слоем ^{233}U толщиной примерно 2 мкг/см^2. Площадь фольг составляет около 600 см^2. Градиент потенциала задается небольшим статическим напряжением на электродах вблизи выходного отверстия и фольгах с нанесенным ^{233}U. Электронный эмиттер диаметром 2 мм представляет собой виток вольфрамовой проволоки диаметром 0.5 мм, легированной торием, нагреваемой прямым током до 2000 K. Эмиттер фиксируется на пластине катода вокруг выходного отверстия ячейки. Напряжение между электродами, прикладываемое для нагрева эмиттера (около 10 В), создает дополнительное поле, направленное к катоду. Ион, находящийся в газовой ячейке источника, под действием потока газа и электрического поля перемещается к катоду источника, где извлекается через выходное отверстие в область дифференциальной откачки. Дальнейшая транспортировка в область высокого вакуума осуществляется либо электростатическим полем, либо удерживающим радиочастотным потенциалом [10].

Для формирования объемного заряда электронов около выходного отверстия в катоде размещается эмиттер электронов. При работе эмиттера создается повышенная концентрация электронов, что приводит к ряду эффектов, из которых наиболее значимыми являются:

- создание объемного заряда электронов и, как следствие, существенное изменение электрического поля внутри источника;
- полная или частичная нейтрализации ионов при столкновении с электронами;
- ионизация примесных молекул за счет столкновения с электронами.

Распределение потенциала показано на рис. 2. Результирующее электрическое поле и распределение плотности электронов для различных токов эмиттера и приложенных потенциалах (рис. 3) было смоделировано путем итеративного решения уравнения Пуассона с использованием метода “частица в ячейке” в газовой среде [15].

Тестирование ионного источника было проведено на электромагнитном сепараторе установки

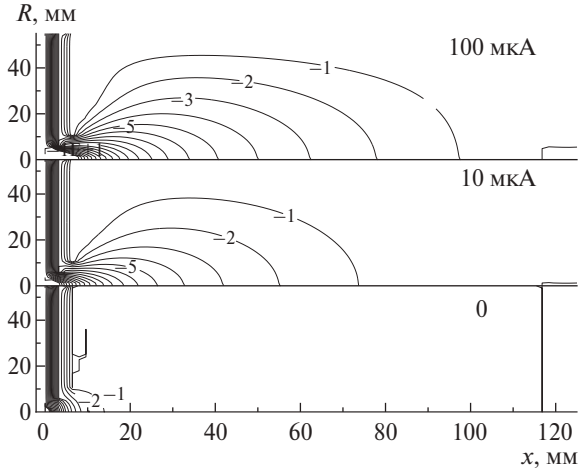


Рис. 2. Распределение потенциала внутри ионного источника, рассчитанное для различных токов эмиттера при давлении 50 Торр. Числами показаны значения потенциала для эквипотенциальных линий.

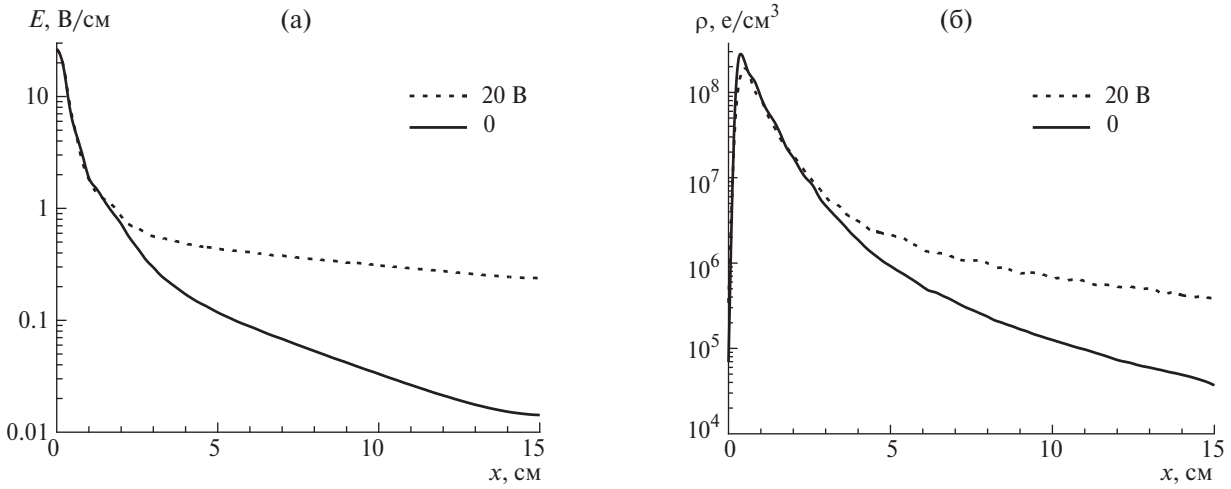


Рис. 3. Напряженность электрического поля (**а**) и плотность электронов (**б**) внутри ионного источника при давлении 25 Торр и токе эмиттера 1 мкА. Сплошная линия — распределение при нулевом потенциале на фольгах с нанесенным ураном. Штриховая линия — к фольгам приложен потенциал, возрастающий от 0 до 20 В по мере удаления от катода. По оси абсцисс указано расстояние до катода.

IGISOL [10] и на стенде, предназначенном для получения ионов изомера ^{229m}Th [16]. В качестве источника ионов использовались продукты альфа-распада, вылетающие в результате отдачи с поверхности источника ^{233}U и ^{223}Ra и тормозящиеся в среде гелия. Для определения абсолютной эффективности источника использовались ионы ^{219}Rn, образующиеся из распада ^{223}Ra. Источник ^{223}Ra был нанесен на торец алюминиевого стержня, который расположен в газовой ячейке и находится под потенциалом корпуса ячейки. Эффективность определялась как отношение абсолютной активности в режиме насыщения ^{215}Po, дочернего ядра после распада ^{219}Rn, высаживаемого на фольгу в коллекторе масс-сепаратора, к числу вылетевших из фольги атомов отдачи. Поскольку при этом не учитывалась вероятность остановки иона в газе и вероятность формирования однозарядного иона, то эту величину можно принять за нижний предел для эффективности эвакуации ионов из газовой ячейки.

На рис. 4 приведена зависимость эффективности извлечения ионов ^{219}Rn из газовой ячейки в зависимости от тока эмиттера. Для удобства учета мобильности электронов, по шкале абсцисс приведено значение произведения давления газа на ток эмиттера, что пропорционально концентрации электронов. Видимое падение эффективности при понижении давления объясняется как уменьшением числа ионов, остановившихся в гелии, так и увеличением эффекта диффузии вблизи выходного отверстия. Для оценки влияния транспортировки ионов внутри и вне камеры на полную эффективность, небольшое количество хлорида калия было нанесено на эмиттер и допущена небольшая (около 100 ppm) примесь ксенона. Ионы калия формируются на поверхности эмиттера и характеризуют относительную эффективность транспортировки ионов, покинувших ячейку. Ионы ксенона при низких напряжениях катода (до 30 В) образуются за счет альфа-излучения, приводящего к ионизации атомов ксенона. При повышении напряжения катода выше 35 В наблюдается значительное увеличение тока ксенона (рис. 5), что определяется дополнительной ионизацией за счет столкновений с электронами и метастабильными атомами гелия. При этом заметно падает эффективность извлечения ионов ^{219}Rn, полученных в результате альфа-распада. В то же время эффективность транспорта ионов далее по тракту, характеризуемая счетом ионов калия, меняется слабо вплоть до потенциала катода 60 В. Дальнейшее падение эффективности определяется увеличением объемного заряда в области промежуточной откачки для больших извлекаемых ионных токов. Аналогичный эффект наблюдался и для молекул оксида вольфрама и тория, испаряемых с поверхности эмиттера электронов (рис. 6). Ток

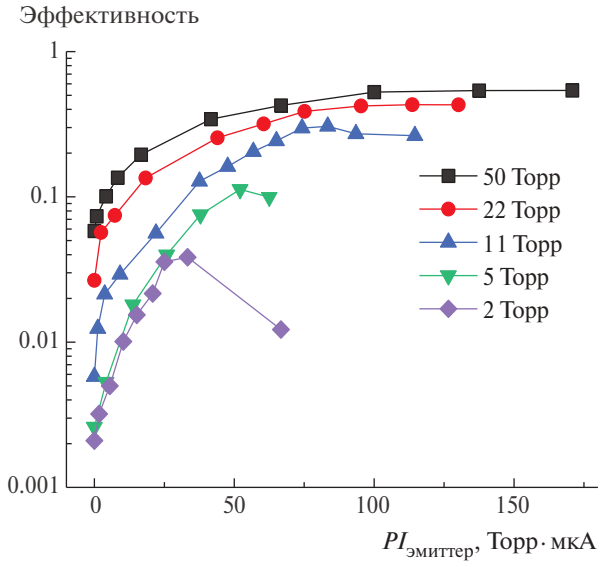


Рис. 4. Эффективность эвакуации ионов ^{219}Rn при напряжении катода -20 В для различных значений тока эмиттера и давления гелия.

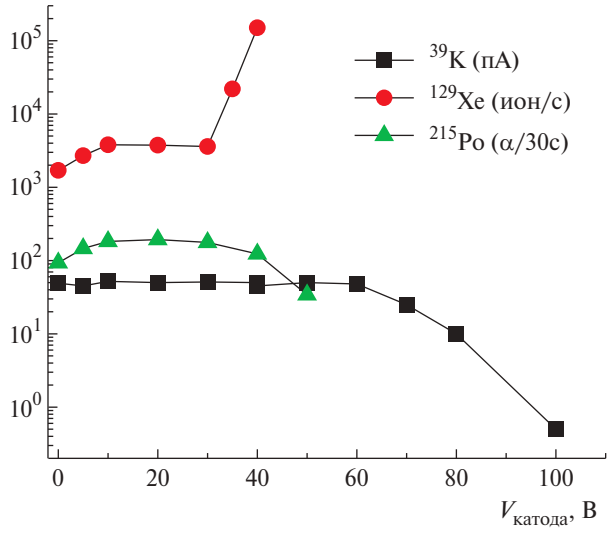


Рис. 5. Зависимости количества ионов ^{39}K, счета ионов ^{129}Xe и альфа-частиц из распада ^{215}Po от напряжения на катоде ячейки. Данные получены при давлении 50 Торр.

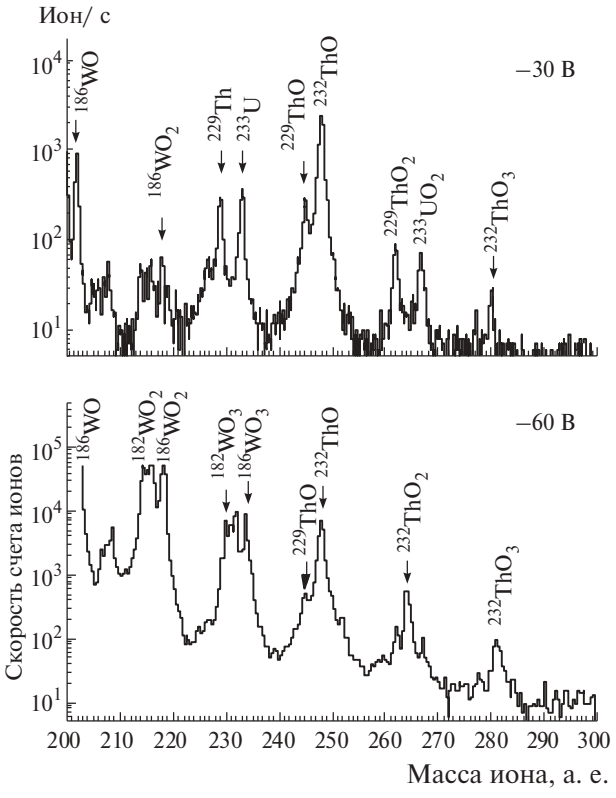


Рис. 6. Скорость счета ионов, измеренная при различных потенциалах катода и постоянной температуре эмиттера.

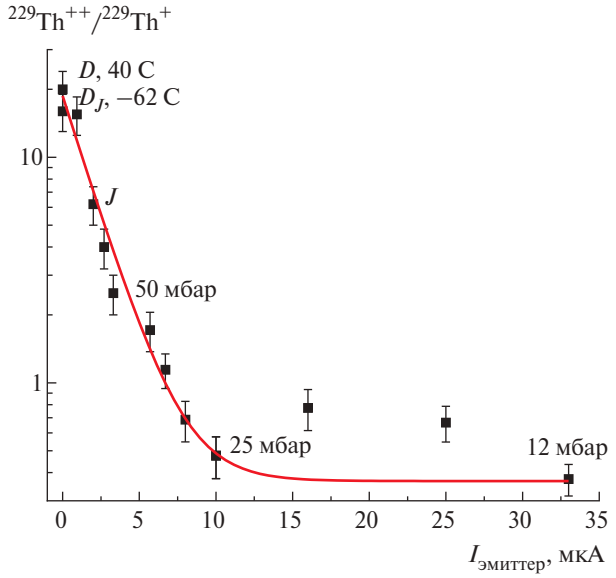


Рис. 7. Отношение скоростей счета двух- и однозарядных ионов ^{229}Th в зависимости от тока эмиттера.

ионов оксидов стабильных изотопов вольфрама и тория WO, WO_2, WO_3, ThO, ThO_2, ThO_3 увеличивался при повышении потенциала катода выше 35 В. Эффект многократного увеличения тока однозарядных ионов при одновременном уменьшении числа двухзарядных ионов ^{229}Th наблюдался при увеличении величины тока электронов (рис. 7), что трудно объяснить только увеличением эффективности. Этот эффект был интерпретирован как частичная нейтрализация двух- и трехзарядных ионов эмитируемыми электронами [10].

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Следует отметить несколько факторов, затрудняющих применение данной методики:

- высокая эффективность извлечения ионов приводит к тому, что при высокой степени ионизации газовой среды первичным пучком или продуктами ядерных реакций возникают проблемы с транспортировкой большого извлеченного тока ионов;
- дополнительные сложности накладывает необходимость транспортировки ионов через область промежуточной откачки, поскольку относительно высокое давление газа исключает использование высокого напряжения для формирования интенсивного пучка;
- присутствуют фоновые ионы, генерируемые электронным эмиттером. В рассматриваемой схеме наблюдался ток ионов стабильных изотопов тория и вольфрама;
- нагрев эмиттера затрудняет использование ячейки в криогенном режиме для увеличения плотности среды и уменьшения вероятности химических реакций ионов с примесями.

К положительным характеристикам данной методики можно отнести следующие:

- при небольших уровнях ионизации транспортировка извлеченных ионов через область промежуточной откачки может осуществляться как с использованием удержания в радиочастотном мультипольном потенциале, так и с помощью электростатической транспортировки. При этом полная эффективность эвакуации иона из газового объема достигает десятков процентов в широком диапазоне давлений [17];
- эффект частичной нейтрализации двух- и трехзарядных ионов, помимо увеличения интенсивности пучка однозарядных ионов, дает надежду на то, что формирование иона произойдет вблизи выходного отверстия газовой ячейки и, как следствие, время его эвакуации будет в субмиллисекундном диапазоне,

что много меньше типового для подобных устройств времени эвакуации ионов — десятков миллисекунд;

- формирование собирающего потенциала за счет объемного заряда электронов позволяет избежать необходимости конструкции с большим числом электродов. Получаемый таким образом потенциал автоматически адаптируется при работе в широком диапазоне давлений и в соответствии с размерами ячейки;
- присутствие объемного заряда электронов эффективно компенсирует объемный заряд ионов, генерируемых при ионизации газа как первичным пучком, так и продуктами реакции, и создает дополнительное поле, существенно повышающее скорость и эффективность эвакуации ионов [2, 10, 17];
- большой объем позволяет уменьшить плотность газа, необходимого для остановки ионов, вылетающих из источника после альфа-распада, что увеличивает мобильность ионов и, соответственно, скорость эвакуации. Кроме того, увеличение объема позволяет увеличить область эффективной остановки исследуемых нуклидов и в частном случае изучения ^{229m}Th дает возможность увеличить площадь размещенных фольг с нанесенным слоем ^{233}U.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика и создан высокоэффективный быстродействующий ионный источник для изучения свойств высокоинтенсивных пучков ионов — продуктов радиоактивного распада и ядерных реакций.

Использование данной методики представляется оптимальным для получения пучка однозарядных ионов низкоэнергетического изомера ^{229m}Th.

Возможность эффективного использования большого объема (до 1000 см^3) позволяет использовать источники ^{233}U большой площади, что приводит к возможности получения пучков ионов ^{229m}Th большей интенсивности.

Наиболее интересными в этом плане представляется формирование однозарядного иона вблизи выходного отверстия ионизатора и возможность использования низкого давления, что позволит варьировать эффект ускорения гашения изомера за счет уширения электронных уровней [13].

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы признательны О.Л. Федину за интерес и поддержку работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-22-00090).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Moore I.D., Dendooven P., Arje J.* // Hyperfine Interact. 2014. V. 223. P. 17. https://doi.org/10.1007/s10751-013-0871-0
2. *Tordoff B., Eronen T., Elomaa V.V., Gulick S., Hager U., Karvonen P., Kessler T., Lee J., Moore I., Popov A., Rahaman S., Rinta-Antila S., Sonoda T., Aysto J.* // Nucl. Instr. Meth. Phys Res. 2006. V. 252. P. 347. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2006.08.015
3. *Beraud R., Canchel G., Emsallem A., Dendooven P., Huikari J., Huang W., Wang Y., Perajarvi K., Rinta-Antila S., Jokinen A., Kolhinen V.S., Niemenen A., Penttila H., Szeripo J., Aysto J., Bruyneel B., Popov A.* // Hyperfine Interactions. 2001. V. 132. P. 485. https://doi.org/10.1023/A:1011979029056
4. *Takamine A., Wada M., Ishida Y., Nakamura T., Okada K., Yamazaki Y., Kambara T., Kanai Y., Kojima T.M., Nakai Y., Oshima N., Yoshida A., Kubo T., Ohtani S., Noda K., Katayama I., Hostain P., Varentsov V., Wollnik H.* // Rev. Sci. Instr. 2005. V. 76. P. 103503. https://doi.org/10.1063/1.2090290
5. *Ringle R., Bollen G., Lund K., Nicoloff C., Schwarz S., Sumithrarachchi C.S., Villari A.C.C.* // Nucl. Instr. Meth. Phys Res. 2021. V. 496. P. 61. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2021.03.020
6. *Peik E., Tamm Chr.* // Europhys. Lett. 2003. V. 61. P. 181. https://doi.org/10.1209/epl/i2003-00210-x
7. *Karpeshin F.F., Trzhaskovskaya M.B.* // Nucl. Phys. A. 2018. V 969. P. 173. https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.10.003
8. *Карпешин Ф.Ф.* // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37. № 2. С. 522
9. *Витушкин Л.Ф., Гусев Ю.И., Карпешин Ф.Ф., Новиков Ю.Н., Орлов О., Охапкин М.В., Попов А.В., Тржасковская М.Б.* // Законодательная и прикладная метрология. 2022. № 3(177). С. 9.
10. *Sonnenschein V., Moore I.D., Raeder S., Hakimi A., Popov A., Wendt K.* // Eur. Phys. J. A. 2012. V. 48(4). P. 52. https://doi.org/10.1140/epja/i2012-12052-3

11. *Von der Wense L., Seiferle B., Laatiaoui M., Neumayr J.B., Maier H.-J., Wirth H.-F., Mokry C., Runke J., Eberhardt K., Düllmann C.E., Trautmann N.G., Thirolf P.G.* // Nature. 2016. V. 47. P. 533.
https://doi.org/10.1038/nature17669

12. *Von der Wense L., Seiferle B.* // Eur. Phys. J. 2020. V. 56. P. 277.
https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00263-0

13. *Karpeshin F.F., Trzhaskovskaya M.B.* // Nucl. Phys. 2021. V. 1010. P. 122173.
https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2021.122173

14. *Moore I.D., Kessler T., Sonoda T., Kudryavstev Y., Perajarvi K., Popov A., Wendt K.D.A., Aysto J.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2010. V. 268(6). P. 657.
https://doi.org/10.1016/j.nimb.2009.12.001

15. *Попов А.В.* Свидетельство о гос. регистрации программ 2018617922. 2018.

16. *Гусев Ю.И., Новиков Ю.Н., Попов А.В., Тихонов В.И.* // Изв. РАН. серия физическая. 2016. Т. 80(8). С. 962.
https://doi.org/10.7868/S0367676516080184

17. *Huikari J., Dendooven P., Jokinen A., Nieminen A., Penttila H., Perajarvi K., Popov A., Rinta-Antila S., Aysto J.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2004. V. 222(3-4). P. 632.
https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.04.164

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 61–66

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.383.292

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ С УЛУЧШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

© 2024 г. А. С. Долотов[a],*, М. Н. Долотова[a], Р. А. Каракулов[a], П. И. Коновалов[a], Р. И. Нуртдинов[a]

[a]Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
Россия, 127055, Москва, ул. Сущевская, 22
**e-mail: gkvs@bk.ru*

Поступила в редакцию 13.09.2023 г.
После доработки 10.10.2023 г.
Принята к публикации 12.10.2023 г.

Приведены результаты исследовательских работ по совершенствованию технических характеристик сильноточных фотоэлектронных умножителей производства ФГУП “ВНИИА”, применяемых в сцинтилляционных детекторах для исследований импульсного гамма-нейтронного излучения. Описана конструкция и представлены результаты внедрения новых технологических процессов изготовления фотоэлектронных умножителей.

DOI: 10.31857/S0032816224030074 **EDN:** OVKLZU

1. ВВЕДЕНИЕ

Сцинтилляционные детекторы на основе фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) широко применяются при исследованиях быстро протекающих физических процессов, сопровождающихся импульсным гамма-нейтронным излучением. Экспериментальные работы с применением сцинтилляционных детекторов в основном проводятся в области воздействия различных внешних факторов, таких как сильное электромагнитное поле и воздействие ударных волн. Поэтому с целью снижения влияния воздействующих факторов на результаты измерений и защиты фотоэлектронного умножителя от поражающих факторов во ФГУП “ВНИИА” был создан сцинтилляционный детектор с удаленной системой ФЭУ и волоконно-оптическим светосбором на основе спектросмещающих световодов. Детектор с волоконно-оптическим светосбором имеет модульную конструкцию, в которой излучение сцинтиллятора передается на ФЭУ с помощью спектросмещающих органических волокон. Используемые в таких детекторах зеленые спектросмещающие световоды имеют спектр высвечивания с максимумом в точках 492 и 476 нм [1]. В то же время сурьмяно-цезиевый фотокатод сильноточных фотоэлектронных умножителей СНФТ3-1 и СНФТ5-1, которые применяются в сцинтилляционных детекторах ФГУП “ВНИИА”, имеет максимум спектральной чувствительности на длине волны 400 нм (рис. 1). Данное несоответствие приводит к снижению чувствительности сцинтилляционного детектора к ионизирующему излучению.

Кроме того, в ряде задач требуется обеспечить регистрацию импульсов ионизирующего излучения длительностью до 20 мкс. В таких случаях в фотоэлектронных умножителях с полупрозрачным фотокатодом при больших освещенностях и, следовательно, больших плотностях фототока, поверхность фотокатода при значительной величине его продольного сопротивления (у сурьмяно-цезиевого фотокатода от 10^5 до 10^7 Ом/квадрат) становится неэквипотенциальной. Отбор фототока с катода сопровождается прохождением электрического тока по поверхности

катода, при этом на поверхности фотокатода возникает потенциальный рельеф, приводящий к искажению фокусирующего поля, что приводит к ухудшению условий собирания фототока и расфокусировке электронного пучка. При большой величине потенциального рельефа (больше 200 В) наступает запирание фотокатода, так как его края находятся под большим отрицательным потенциалом относительно центра, и вблизи катода возникает тормозящее поле, которое препятствует выходу фотоэлектронов. Осциллограмма, показанная на рис. 2, иллюстрирует запирание высокоомного фотокатода в результате возникновения потенциального рельефа на его поверхности при длительной засветке.

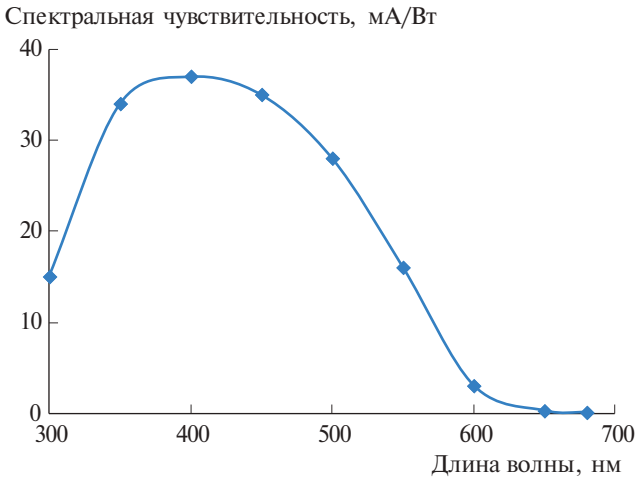


Рис. 1. Спектральная характеристика ФЭУ с сурьмяно-цезиевым фотокатодом.

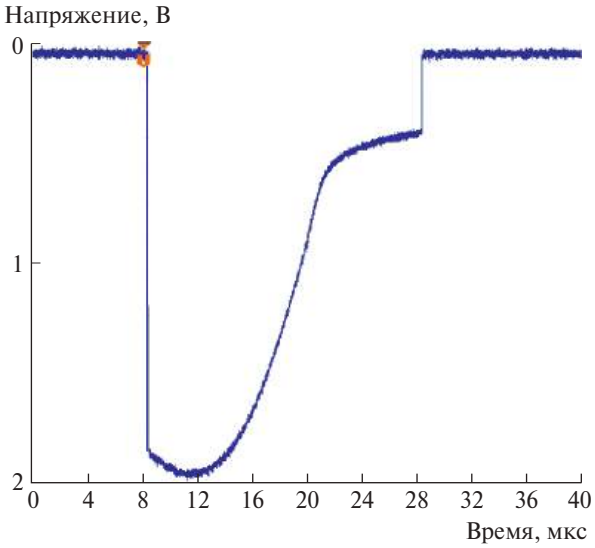


Рис. 2. Искажение формы импульса на выходе ФЭУ при освещении фотокатода световым импульсом прямоугольной формы длительностью 20 мкс.

В данной работе приведены результаты исследований, направленных на улучшение технических характеристик сильноточных ФЭУ СНФТ3-1 и СНФТ5-1, серийно выпускаемых ФГУП “ВНИИА”, с целью получения максимума спектральной чувствительности ФЭУ на длине волны 500 нм и регистрации световых импульсов длительностью 20 мкс, что позволит увеличить информативность регистрации и повысить точность измерений ионизирующего излучения с помощью сцинтилляционных детекторов при исследованиях быстропротекающих процессов.

2. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ФЭУ СНФТ3-1 И СНФТ5-1

Фотоэлектронные умножители СНФТ3-1 и СНФТ5-1 являются модернизированными версиями разработанных во ФГУП “ВНИИА” в 1967–1969 г. ФЭУ СНФТ3, СНФТ5 [2] и по настоящее время используются для регистрации световых импульсных потоков и преобразования их в электрический аналог в составе сцинтилляционных детекторов. ФЭУ имеют временное разрешение не более 5 нс, предел линейности световой характеристики в импульсном режиме не менее 2.5 А (при освещении фотокатода световой вспышкой длительностью 0.5 мкс) и чувствительны в видимой области спектра (от 350 до 650 нм). Отличаются приборы коэффициентом усиления — у СНФТ3-1 он составляет от 10^8 до 10^9, у СНФТ5-1 от 10^5 до 10^7.

Фотоэлектронные умножители СНФТ3-1 и СНФТ5-1 (рис. 3) представляют собой ваку-

Рис. 3. Внешний вид ФЭУ СНФТ3-1, СНФТ5-1.

умные приборы, основными функциональными узлами которых являются вакуумная металлостеклянная оболочка, катодный узел, электронно-фокусирующая система, умножительная система и анодный блок. Различие конструкции этих ФЭУ состоит в том, что СНФТ3-1 имеет 12 каскадов усиления, а СНФТ5-1 – 8 каскадов.

В фотоумножителях СНФТ3-1 и СНФТ5-1 используется торовидная умножительная система, имеющая ряд преимуществ перед известными [3], эмиттеры которой выполнены из сплава магниевой бронзы, обладающего высоким коэффициентом вторичной эмиссии.

Важным узлом конструкции ФЭУ является анодный блок, определяющий линейный участок световой анодной характеристики, величина которого должна быть достаточной для передачи формы световых импульсов большой амплитуды. Конструкция анодного блока ФЭУ СНФТ3-1 и СНФТ5-1 позволяет создать в промежутке “последний эмиттер–анод” напряженность электрического поля порядка 1000 В/мм, которая необходима для рассасывания объемного заряда на этом участке при прохождении больших токов.

Система фокусирующих электродов обеспечивает оптимальный режим работы анодного блока и ФЭУ в целом и позволяет подбором индивидуального эксплуатационного режима получить параметры, соответствующие требованиям технических условий.

3. СИЛЬНОТОЧНЫЕ ФЭУ С МАКСИМУМОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 500 НМ

В настоящее время известно множество основных типов эффективных фотокатодов, чувствительных в диапазоне от 200 до 900 нм. Согласно литературным данным [4–6] требование по максимуму спектральной чувствительности на длине волны 500 нм должны обеспечить многощелочной и GaAs-фотокатоды.

Несмотря на однозначное преимущество GaAs-фотокатода по уровню интегральной чувствительности, применительно к технике изготовления металлостеклянных ФЭУ важно отметить следующее:

- GaAs-фотокатоды невозможно изготовить на подложках сложной формы: внутренняя часть катодного узла ФЭУ СНФТ3-1 и СНФТ5-1 представляет собой сферическую поверхность, использование плоского катодного узла потребует значительной переработки фокусирующей системы ФЭУ;
- технология изготовления GaAs-фотокатода требует сверхвысокого вакуума;
- GaAs-фотокатоды особо чувствительны к ионной бомбардировке, в результате которой время их жизни сокращается в несколько раз и может составить всего 50–100 ч. Для сравнения, современные многощелочные фотокатоды относительно “безболезненно” переносят ионную бомбардировку, и время жизни таких фотокатодов в аналогичных условиях может достигать 10000 ч.

Таким образом, использование многощелочного фотокатода для создания сильноточного ФЭУ с максимумом спектральной чувствительности на длине волны 500 нм является оптимальным с точки зрения сохранения конструкции и ресурса ФЭУ.

Технология изготовления многощелочных фотокатодов известна давно, чрезвычайно сложна и допускает широкое варьирование последовательности и режимов обработки, при этом максимум спектральной чувствительности может находиться в диапазоне от 350 до 750 нм [7, 8] и сильно зависит от конечной толщины фотоэмиссионного материала. Известный способ технологии формирования фотокатода, предложенный Соммером [9], предусматривает напыление сурьмы и последовательное введение внутрь прибора паров щелочных металлов цезия, калия и натрия. Разработанный во ФГУП “ВНИИА” технологический процесс формирования многощелочного фотокатода ФЭУ СНФТ3-1 и СНФТ5-1 отличается от предложенного Соммером и заключается в следующих основных этапах:

- дегазация ФЭУ при температуре 380°С;
- охлаждение ФЭУ до температуры окружающей среды 25–35°С;
- напыление пленки сурьмы на внутреннюю поверхность катодного стекла до потери его прозрачности на 75–80%;
- обработка полученной пленки сурьмы парами натрия, калия, цезия путем нагрева ФЭУ до температуры в диапазоне от 180 до 200°С для цезия, от 200 до 215°С для калия и от 250 до 280°С для натрия.

В результате реакции паров натрия с сурьмой образуется соединение Na_3Sb, паров калия со слоем Na_3Sb — соединение Na_2KSb, паров цезия — соединение $Na_2KSb(Cs)$.

На завершающем этапе формирования фотокатода выполняется его сенсибилизация, повышающая световую и спектральную чувствительности.

По разработанной технологии были изготовлены макеты ФЭУ с многощелочным фотокатодом. Результаты измерений параметров ФЭУ показали следующее: среднее значение световой чувствительности фотокатода увеличилось в 3.5 раза, максимальное значение спектральной чувствительности фотокатода находится в диапазоне от 480 до 500 нм, в классическом варианте СНФТ3-1, СНФТ5-1 максимум спектральной чувствительности лежит в диапазоне от 400 до 450 нм. Также стоит отметить, что разработанная технология позволила сохранить остальные параметры ФЭУ СНФТ3-1 и СНФТ5-1 на прежнем уровне: временное разрешение не более 5 нс, предел линейности световой характеристики в импульсном режиме не менее 2.5 А, коэффициент усиления от 10^8 до 10^9 для СНФТ3-1 и от 10^5 до 10^7 для СНФТ5-1.

Спектральные характеристики в относительных единицах сильноточных ФЭУ с многощелочным и сурьмяно-цезиевым фотокатодами представлены на рис. 4.

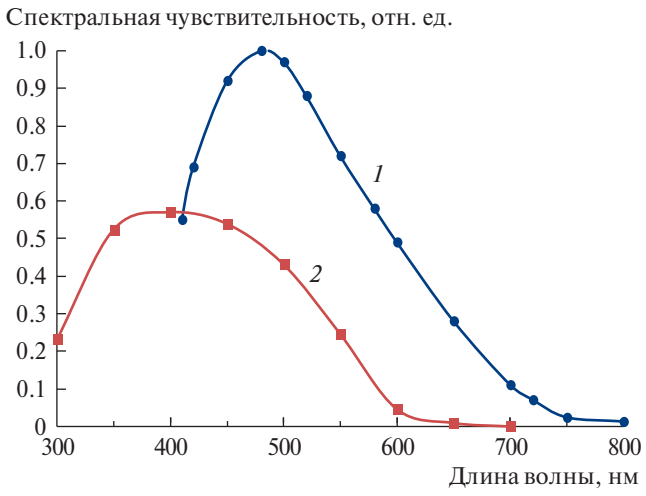


Рис. 4. Спектральная характеристика ФЭУ: *1* — с многощелочным фотокатодом, *2* — с сурьмяно-цезиевым фотокатодом.

4. СИЛЬНОТОЧНЫЕ ФЭУ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ДО 20 МКС

Как было сказано выше, при больших освещенностях фотокатода возникает искажение распределения электрического поля вблизи него из-за возникновения градиента потенциала на фотокатоде при большом его поверхностном сопротивлении. Поэтому очевидной становится задача снижения потенциального рельефа, причем наиболее эффективным путем снижения потенциального рельефа является уменьшение эффективного сопротивления фотокатода.

Обычно это достигается путем нанесения фотоэмиссионного слоя на прозрачную проводящую подложку, причем собственное сопротивление проводящей подложки должно быть во много раз меньше сопротивления собственно фотоэмиссионного слоя. В этом случае эффективное сопротивление определяется только сопротивлением подложки. Но при этом возникает проблема выбора подходящего материала подложки, обладающего высокой электрической проводимостью и оптической прозрачностью, а также не вызывающего химического отравления фотоэмиссионного слоя, который содержит в себе такие щелочные металлы, как калий, натрий и цезий.

Используются подложки из таких нейтральных к щелочным металлам материалов, как хром, резистивные сплавы, никель. Все они имеют поверхностное сопротивление не меньше примерно 10^3 Ом/квадрат.

Для создания сильноточных ФЭУ, позволяющих регистрировать световые импульсы длительностью до 20 мкс, была применена запатентованная ФГУП “ВНИИА” технология с нанесением на катодный узел прозрачного проводящего покрытия оксида индия, легированного оловом (так называемая ITO-пленка), и защитного покрытия [10]. Пленки ITO широко используются в промышленности, так как из наиболее известных и относительно доступных покрытий они обладают наилучшим сочетанием оптических и электрических свойств: прозрачностью от 80 до 95% при сопротивлении около 100 Ом/квадрат. Тонкую прозрачную защитную диэлектрическую пленку помещают между проводящим и фотоэмиссионным слоями. Данная пленка химически нейтральна к фотокатоду. При этом электрический контакт между фотоэмиссионным

и проводящим слоями находится за пределами рабочего поля фотокатода.

Искажения формы импульса при различных величинах амплитуды анодного тока ФЭУ с фотокатодами без подложки и на проводящей подложке исследовались путем подачи на фотокатод светового импульса прямоугольной формы длительностью 20 мкс и регистрации импульса анодного тока ФЭУ при помощи осциллографа.

При этом численная оценка уровня искажения формы импульса вычислялась через коэффициент искажения, определяемый как

$$\delta = \left(1 - \frac{U_2}{U_1}\right) \cdot 100\%, \qquad (1)$$

где U_1 — амплитудное значение в максимуме осциллограммы, U_2 — амплитудное значение в минимуме осциллограммы.

Коэффициент искажения формы импульса анодного тока должен быть не более 30% во всем диапазоне линейности световой характеристики ФЭУ, т.е. при снимаемых токах более 2.5 А.

На рис. 5 показаны осциллограммы выходного импульса ФЭУ СНФТ5-1 с фотокатодом без проводящей подложки при амплитудах анодного тока от 0.1 до 2.9 А. При выходном токе 1.5 А коэффициент искажения формы импульса равен 29%, а при токе 2.9 А — 57%, что наглядно демонстрирует описанное выше ограничение по длительности регистрируемого импульса у стандартных ФЭУ СНФТ3-1 и СНФТ5-1.

На рис. 6 показаны осциллограммы выходного импульса ФЭУ СНФТ5-1 с фотокатодом на проводящей подложке при амплитудах анодного тока от 0.1 до 3.1 А. В этом случае при выходном токе 1.1 А коэффициент искажения формы импульса равен 15%, а при токе 3.1 А — 20%.

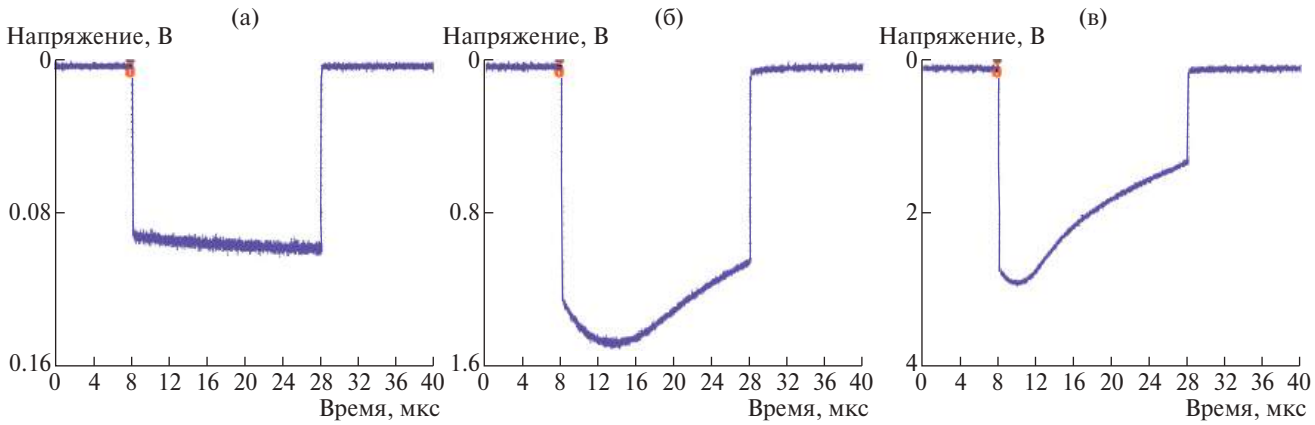


Рис. 5. Осциллограммы импульса анодного тока ФЭУ с фотокатодом без проводящей подложки при освещении световыми импульсами длительностью 20 мкс: **а** — при выходном токе 0.1 А, **б** — при выходном токе 1.5 А, **в** — при выходном токе 2.9 А.

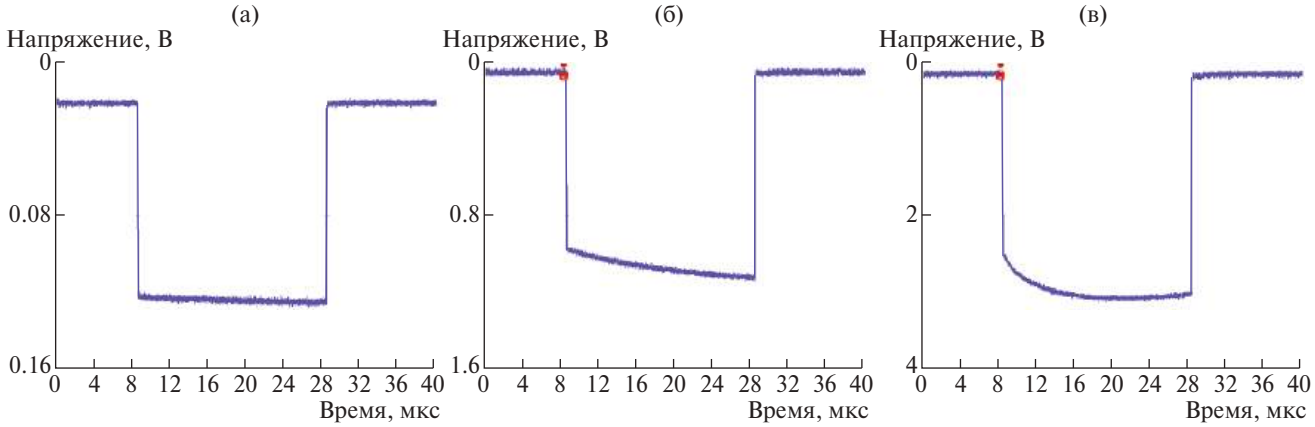


Рис. 6. Осциллограммы импульса анодного тока ФЭУ с фотокатодом на проводящей подложке при освещении световыми импульсами длительностью 20 мкс: **а** — при выходном токе 0.1 А, **б** — при выходном токе 1.1 А, **в** — при выходном токе 3.1 А.

Таким образом, применение разработанного во ФГУП “ВНИИА” фотокатода конденсаторного типа в фотоэлектронных умножителях СНФТ3-1 и СНФТ5-1 позволяет получить выходной импульс длительностью 20 мкс с амплитудой до 3.1 А с искажением не более 20%, в то время как у ФЭУ стандартной конструкции искажения формы импульса имеют значительную величину, начиная с выходных токов 1.5 А.

5. ВЫВОДЫ

Формирование многощелочного фотокатода на внутренней поверхности катодных узлов ФЭУ СНФТ3-1, СНФТ5-1 позволило изготовить приборы, имеющие максимум спектральной чувствительности на длине волны от 480 до 500 нм.

Нанесение на внутренние поверхности катодных стекол ФЭУ СНФТ3-1, СНФТ5-1 проводящих полупрозрачных подложек позволило изготовить приборы, обеспечивающие регистрацию световых импульсов длительностью 20 мкс во всем диапазоне линейности световой характеристики ФЭУ

Таким образом, в результате применении новых технологических процессов, были значительно улучшены технические характеристики серийно выпускаемых ФГУП “ВНИИА” сильноточных ФЭУ СНФТ3-1 и СНФТ5-1 для повышения точности измерений ионизирующего излучения с помощью сцинтилляционных детекторов при исследованиях быстропротекающих процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Игнатьев Н.Г., Орлов И.Е., Эргашев Д.Э.* // ПТЭ. 2016. Т. 6. С. 14. https://doi.org/10.7868/S0032816216060173.
2. http://www.vniia.ru/production/electrovacuumnie-pribory/dlya-detectorov-i-registratorov/dlya-detectorov-i-registratorov.php
3. *Соболева Н.А., Берковский А.Г., Чечик Н.О., Елисеев Р.Е.* Фотоэлектронные приборы. Москва: Наука, 1965.
4. *Берковский А.Г., Гаванин В.А., Зайдель И.Н.* Вакуумные фотоэлектронные приборы. Москва: Радио и связь, 1988.
5. *Соболева Н.А., Меламид А.Е.* Фотоэлектронные приборы. Москва: Высшая школа, 1974.
6. *Грузевич Ю.К.* Оптико-электронные приборы ночного видения. Москва: Физматлит, 2014.
7. *Dolotov A.S., Konovalov P.I., Nurtdinov R.I.* // J. Phys.: Conference Series. IOP Publishing. 2016. V. 747(1). P. 012058. https://doi.org/10.1088/1742-6596/747/1/012058.
8. *Долотов А.С., Коновалов П.И., Нуртдинов Р.И.* // Фотоника. 2015. Т. 5 (53). С. 82.
9. *Sommer A.H.* Photoemissive Materials. New York: Willey, 1968.
10. *Соколов А.Ю., Долотов А.С., Коновалов П.И., Прянишников И.Г., Рогатовская А.М.* РФ Патент 185547U1, 2018.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 67–73

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 543.422.3

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ГАЗОВ CO, CO_2 И CH_4 НА ОСНОВЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ СВЕТА

© 2024 г. Е. Ю. Ерушин[a,b,c,*], Н. Ю. Костюкова[a,b,c,], А. А. Бойко[a,b,***], И. Б. Мирошниченко[a,c]**

[a]*Новосибирский государственный технический университет*
Россия, 630073, Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20
[b]*Новосибирский государственный университет*
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1
[c]*Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук*
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 15Б
**e-mail: render2012@yandex.ru*
***e-mail: n.duhovnikova@gmail.com*
****e-mail: baa.nsk@gmail.com*

Поступила в редакцию 20.09.2023 г.
После доработки 29.09.2023 г.
Принята к публикации 12.10.2023 г.

Многокомпонентный газоанализатор имеет широкий спектр применений, таких как наблюдение за окружающей средой, контроль химических реакций и промышленных процессов, обеспечение безопасности, разведка в нефтяной и газовой отраслях, а также применяется в биомедицине. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия является наиболее универсальным методом анализа газовых примесей благодаря своей высокой селективности, чувствительности и быстрому отклику. В данной работе представлена автоматизированная система газового анализа, основанная на комбинированных параметрических генераторах света, с диапазоном перестройки длины волны от 2.5 до 10.8 мкм. Полуширина спектральной линии составляет около 5.5 ± 0.5 см$^{-1}$ в диапазоне от 2.5 до 4.5 мкм и около 2 ± 0.5 см$^{-1}$ в диапазоне от 4.5 до 10.8 мкм. С помощью программного обеспечения, установленного на управляющем компьютере, контроллер выполняет все необходимые операции, включая откачку, анализ и удаление газовых проб в измерительном комплексе. В работе представлены экспериментально записанные спектры поглощения газовых смесей CO, CO_2 и CH_4, полученные с использованием дифференциального оптико-акустического детектора.

DOI: 10.31857/S0032816224030082 **EDN:** OVIKAF

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день многокомпонентный газовый анализ является важной задачей, находящей применение в экологическом мониторинге [1], обеспечении безопасности на угольных шахтах [2], медицинской диагностике выдыхаемого воздуха [3] и других областях. Чувствительное и селективное обнаружение различных газовых компонентов имеет высокую значимость для понимания процессов загрязнения воздуха в тропосфере и выявления связей между заболеваниями и их газовыми маркерами. Одними из газовых маркеров для медицины, экологического мониторинга и обеспечения промышленной безопасности являются оксид углерода (CO), диоксид углерода (CO_2), а также метан (CH_4). Эти газы играют важную роль в составе атмосферы, изменении климата и здоровье человека. Точное и чувствительное обнаружение этих газов в низких концентрациях

имеет важное значение для понимания источников их возникновения, воздействия и стратегий смягчения последствий.

Угарный газ, выделяющийся в результате процессов неполного сгорания топлива, представляет серьезную угрозу для здоровья человека, поскольку он является “тихим убийцей” из-за отсутствия запаха и цвета. Значительное влияние CO на химию атмосферы было признано из-за его тесной связи с деградацией озоносферы и образованием кислотных дождей в результате его реакции с гидроксилом (OH) и его косвенного влияния на накопление парниковых газов [4, 5]. Также он является особенно важным объектом для наблюдения в системах, работающих на углеводородном топливе, поскольку его концентрацию можно интерпретировать как показатель эффективности сгорания [6].

Углекислый газ, основной парниковый газ, преимущественно связан с антропогенной деятельностью и считается основным фактором глобального потепления. Метан, с другой стороны, является мощным парниковым газом с гораздо более высоким потенциалом глобального потепления, чем углекислый газ.

Потребность в эффективных методах обнаружения указанных соединений обусловлена потенциальной опасностью этих газов даже при низких концентрациях. Хроническое воздействие CO может привести к различным симптомам: от легких головных болей до опасных для жизни состояний, поэтому крайне важно контролировать его уровень в закрытых помещениях и замкнутых пространствах. Повышенный уровень CO_2 в плохо вентилируемых помещениях может оказывать пагубное воздействие на когнитивные функции человека и общую производительность. Кроме того, утечка CH_4 на промышленных объектах, особенно в нефтегазовой отрасли, может привести к образованию взрывоопасных атмосфер, загрязнению окружающей среды и значительным экономическим потерям.

Методы обнаружения этих газов традиционно основывались на различных аналитических методах, таких как газовая хроматография [7], спектрометрия и электрохимические датчики. Хотя эти методы позволили получить ценную информацию о концентрациях CO, CO_2 и CH_4, они часто требуют сложного и дорогостоящего оборудования и могут оказаться непригодными для непрерывного мониторинга в режиме реального времени. В отличие от традиционных методов, спектроскопические подходы имеют ряд уникальных преимуществ. Они позволяют одновременно и неинвазивно обнаруживать множество газовых компонентов. Кроме того, некоторые лазерные технологии (например, системы DIAL [8]) позволяют проводить трехмерную геопространственную визуализацию загрязнения воздушной среды.

Одним из наиболее перспективных методов спектроскопии является лазерная оптико-акустическая спектроскопия (LPAS) [9, 10]. Этот метод отличается быстрым откликом, высокой селективностью и чувствительностью, он является наиболее универсальным для анализа состава газов. В отличие от хроматографии, метод LPAS позволяет контролировать состав воздуха в реальном времени. Характерной особенностью метода является то, что отношение сигнал/шум растет пропорционально мощности источника излучения. Единственным принципиальным ограничением на мощность является эффект насыщения поглощения, а предельная чувствительность системы зависит от тепловых флуктуаций в анализируемой среде.

В среднем ИК-диапазоне (от 2.5 до 14 мкм) находятся наиболее интенсивные полосы поглощения разных газов. Типичными источниками излучения в этом диапазоне являются газовые лазеры (например, CO_2, CO) [11], квантово-каскадные лазеры [12], химические лазеры, твердотельные лазеры и источники, основанные на параметрическом преобразовании частоты. За последние годы особенно популярными стали квантово-каскадные лазеры, которые отличаются очень малой шириной линии и которые способны работать в спектральном диапазоне от 3.5 до 24 мкм. Такие лазеры являются идеальными источниками излучения для обнаружения конкретных газовых смесей. Однако из-за ограниченного диапазона перестройки они не могут быть использованы для обнаружения нескольких газов одновременно. В этом случае можно использовать параметрические преобразователи частоты, включая параметрические генераторы света (ПГС). Они обеспечивают непрерывную перестройку длины волны, что позволяет обнаружить несколько газов одновременно [13, 14].

В данной работе представлен автоматически перестраиваемый комбинированный ПГС

на основе кристалла $HgGa_2S_4$ и периодически поляризованного кристалла $LiNbO_3$ с веерной (fan-out) доменной структурой для оптико-акустической спектроскопии.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка представлена на рис. 1. В качестве источника накачки используется Nd:YLF-лазер с длиной волны 1.053 мкм (TECH-1053 Advanced) с длительностью импульса около 6 нс. Полуширина линии излучения равняется 227 пм (около 2 $см^{-1}$). Частота следования импульсов может изменяться от 0.1 до 4 кГц. Оптический изолятор (ОИ) Фарадея используется для устранения обратной связи от оптических элементов. Для плавного регулирования мощности используется аттенюатор, состоящий из полуволновой пластинки ($\lambda/2$) с призмой Глана (Пол). Для согласования режимов лазера накачки и ПГС используется линза $Л_1$ с фокусным расстоянием 300 мм.

Газовым детектором в данном исследовании служила дифференциальная оптико-акустическая ячейка ОАД-90, описанная подробно в работе [15]. Ячейка изготовлена из прочного алюминиевого сплава, она содержит два параллельных акустических резонатора размером Ø9×90 $мм^2$, которые разделены тонкой перегородкой толщиной 1 мм. Также в ячейке находятся две буферные полости размером Ø20×8 $мм^2$, которые закрыты фланцами с резиновыми уплотнителями. Обе буферные полости имеют установленные на фланцах окна из ZnSe под углом Брюстера. Газ прокачивается по шлангам, которые крепятся на стенках буферных полостей.

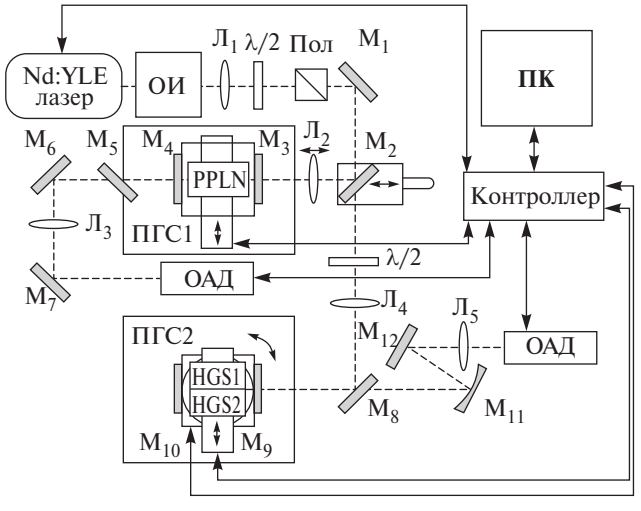


Рис. 1. Экспериментальная установка системы газового анализа: ОИ — оптический изолятор Фарадея, $\lambda/2$ — полуволновая пластинка, Пол — поляризатор, ОАД — оптико-акустический детектор, PPLN — периодически поляризованный кристалл ниобата лития с веерной структурой, HGS — кристалл $HgGa_2S_4$, ПК — персональный компьютер.

Каждый акустический резонатор дифференциального ОАД-90 оборудован микрофоном, подключенным к дифференциальному усилителю. Динамиком служит пьезоэлектрический излучатель звука, размещенный в одном из резонаторов. Этот излучатель используется для возбуждения внутренних акустических колебаний в ОАД-90 при измерении текущей низшей резонансной частоты. Максимальный отклик оптико-акустического детектора достигается путем модуляции лазера на частоте, соответствующей низшему продольному резонансу, который составляет при комнатной температуре около 1750 Гц при заполнении ячейки воздухом (около 1780 Гц при заполнении азотом).

2.1. ПГС на основе PPLN

В качестве нелинейной среды для ПГС в спектральной области 2.5–4.5 мкм использовался периодически поляризованный кристалл ниобата лития, легированный оксидом магния, с веерной структурой (fan-out MgO: PPLN) размером 50×20×3 $мм^3$. Период структуры плавно меняется вдоль оси y в диапазоне $\Lambda = 27.5–32.5$ мкм. На торцы нелинейного элемента было нанесено просветляющее покрытие с максимумом пропускания на длине волны примерно 1.5 мкм.

Для введения лазерного луча в резонатор было использовано металлическое полностью отражающее зеркало M_2, которое размещалось на линейной моторизованной подвижке. Линза $Л_2$ с фокусным расстоянием $f = 200$ мм обеспечивала необходимый размер пучка в кристалле: $d_{x,y}$ около 290 мкм (на уровне e^{-2}). В отличие от работ [16, 17], использовалась однопроходная схема параметрической генерации света.

Резонатор образован двумя плоскими дихроичными зеркалами M_3 и M_4, прозрачными для накачки и холостой волны, но полностью отражающими сигнальную волну. Они были расположены в монолитном кубе рядом с торцом MgO: PPLN с зазором около 0.5 мм с каждой стороны. Для фильтрации излучения накачки после резонатора устанавливалось зеркало M_5, прозрачное для сигнальной и холостой волн,

но отражающее накачку. Нелинейный кристалл термостабилизировался с помощью элемента Пельтье на уровне 40°C. Перестройка длины волны ПГС осуществлялась путем перемещения структуры поперек оси оптического резонатора с помощью линейной моторизованной подвижки с диапазоном перемещения 25 мм и шагом 1.25 мкм. Данные перестройки записываются в калибровочный файл для дальнейших измерений, точность установки заданной длины волны ±0.1 нм. Полуширина линии излучения ПГС PPLN составила примерно 5.6±0.2 $см^{-1}$ при длине волны 3312 нм и примерно 5.5±0.5 $см^{-1}$ во всем диапазоне перестройки. Длина волны измерялась с помощью спектрометра High Finesse (LSA IR-I) с разрешением 12 ГГц (около 50 пм).

2.2. ПГС на основе HGS

Для реализации параметрической генерации света в спектральной области 4.5–10.8 мкм использовались два кристалла $HgGa_2S_4$ (HGS). Оба кристалла ориентированы на второй тип взаимодействия (ее-о). Угол среза HGS_1 составляет $\theta = 60°$, $\varphi = 0$, что соответствует примерно 4.7 мкм на холостой волне при нормальном падении излучения накачки, угол среза HGS_2 составляет $\theta = 47°$, $\varphi = 0$, что обеспечивает генерацию света с длиной волны примерно 7.45 мкм при нормальном угле падения. Кристалл HGS_1 имеет следующие размеры: 5×4.5×11 $мм^3$, а HGS_2 — 6×4.3×13.7 $мм^3$. На торцы обоих кристаллов было нанесено просветляющее покрытие с максимумом пропускания на длине волны примерно 1.2 мкм для минимизации оптических потерь в резонаторе.

Для выполнения условия фазового синхронизма устанавливается еще одна полуволновая пластина. Линза $Л_4$ с фокусным расстоянием $f = 400$ мм обеспечивала необходимый размер пучка в кристалле: $d_{x,y}$ около 600 мкм (на уровне e^{-2}). Для ввода пучка накачки в резонатор и вывода излучения ПГС используется дихроичное зеркало M_8. $ПГС_2$ представляет собой двухпроходную однорезонансную схему. Оптическая схема ПГС близка к схеме, описанной в работе [18]. Резонатор образован двумя плоскими зеркалами: металлическим зеркалом M_{10} с коэффициентом отражения $R = 97\%$ для всех трех волн (накачки, сигнальной и холостой) и входным/выходным зеркалом M_9 из ZnSe с высоким коэффициентом пропускания излучения накачки ($T = 92\%$ при 1.053 мкм) и холостой волны ($T = 80\%$ при 4.2–10.8 мкм), а также с высокой отражательной способностью излучения сигнальной волны (R~95% при 1.17–1.4 мкм). Полная ширина линии на полувысоте (FWHM) излучения ПГС на основе HGS составила 2 ± 0.5 $см^{-1}$ во всем диапазоне перестройки.

Перестройка длины волны ПГС осуществляется вращением кристаллов на угол θ с помощью моторизованной поворотной платформы. Переключение между кристаллами, а также регулировка по поперечной оси резонатора осуществлялись с помощью такой же моторизованной линейной подвижки, что и в ПГС PPLN. Данные перестройки также записываются в файл калибровки для дальнейших измерений.

Используя концевые выключатели и оптические датчики, система измерения обеспечивает хорошую точность и повторяемость. Они служат для определения начальной координаты и точного положения относительно нее. Концевые выключатели и оптические датчики от каждой моторизованной подвижки подключены к микроконтроллеру. С помощью компьютера можно программно регулировать диапазоны и скорость движения каретки для каждого из драйверов шаговых двигателей. Для управления всеми элементами измерительного комплекса и сбора данных используется 8–16-битный микроконтроллер (ATXMega128) с тактовой частотой 32 МГц. Он способен независимо управлять линейными и поворотными моторизованными подвижками (до 4 штук включительно), двумя каналами термостабилизации держателей кристаллов, двумя каналами откачки пробы газа и внешним лазером. Контроллер обеспечивает питание всех подсистем через встроенный блок питания. Структурная схема контроллера ПГС представлена на рис. 2. Управление микроконтроллером осуществляется через интерфейс USB с помощью внешних команд, передаваемых с персонального компьютера (ПК) по фирменному протоколу связи. Программное обеспечение на компьютере позволяет контроллеру выполнять все необходимые операции по откачке, анализу и удалению пробы газа в измерительном комплексе.

Спектры поглощения могут записываться как дискретно, так и непрерывно. Дискретное сканирование происходит по следующему алгоритму. Для определения резонансной частоты смеси динамик возбуждает акустические колебания,

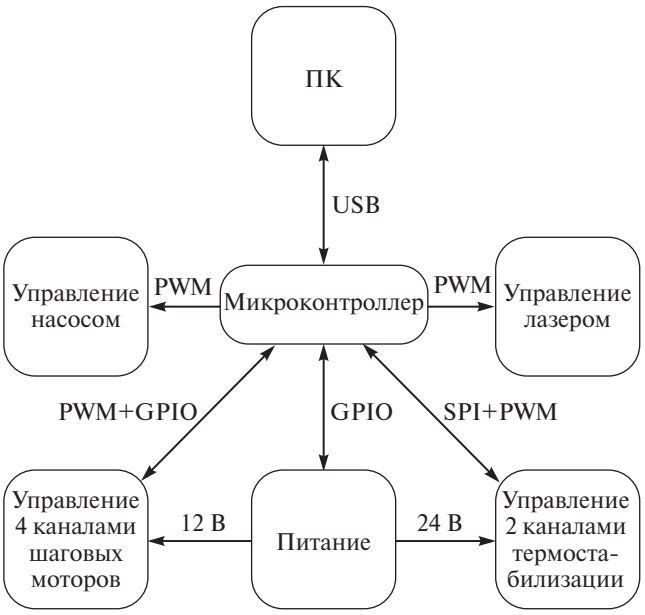


Рис. 2. Структурная схема контроллера ПГС.

регистрируемые микрофонами. Электрические сигналы подаются на входы платы многоканального АЦП. Примечательно, что АЦП измеряет массив данных размером, указанным в программном обеспечении. С помощью быстрого преобразования Фурье осуществляется поиск резонансной частоты в диапазоне, указанном в программном обеспечении. Моторизованные подвижки перемещаются в положение, соответствующее началу рабочего интервала и соответствующее диапазону длин волн, указанному в программе. После этого весь интервал разбивается на определенное количество выборок (указанных в калибровочном файле) и проводятся измерения на каждой из них. Сигнал оптико-акустического детектора обрабатывается методом быстрого преобразования Фурье и усредняется за 0.5 с. В ходе измерений полученные данные отображаются на графиках. Графики с различных акустических ячеек или пироприемника можно просмотреть отдельно на разных вкладках программы. Шаг подвижки для регистрации спектра поглощения рассчитывался путем деления всего диапазона перестройки на половину ширины линии излучения. Так, количество точек для ПГС PPLN составило 650, а для ПГС HGS — 1300.

Регистрация спектров от 2.5 до 4.5 мкм происходит на частоте, соответствующей низшей резонансной моде акустического детектора (примерно 1780 Гц). Из-за плохой теплопроводности кристаллов HGS невозможно работать на частоте, соответствующей низшей резонансной моде акустического детектора. Необходимо снизить частоту следования импульсов до $f/2$, что влечет за собой снижение средней мощности, а также чувствительности. В дальнейшем планируется установка усилительного каскада для увеличения средней мощности ПГС HGS. Одной из проблем долговременных измерений является сдвиг частоты продольного резонанса из-за нагрева газовой смеси. Такое несоответствие приводит к снижению концентрационной чувствительности. Для решения этой проблемы был применен алгоритм автоматической регулировки частоты следования импульсов в соответствии с частотой продольного резонанса [19].

На рис. 3 представлен экспериментальный спектр поглощения эталонной смеси на основе азота с примесью метана (N_2 + 954 ppm CH_4), полученный с помощью перестройки ПГС на основе MgO:PPLN в сравнении с теоретической базой данных HITRAN с разрешением 0.1 $см^{-1}$ [20]. На рис. 4 представлен экспериментальный спектр поглощения эталонной смеси на основе азота с углекислым газом (N_2 + 1000 ppm CO_2), полученный с помощью перестройки ПГС на основе MgO:PPLN в сравнении с теоретической базой данных HITRAN с разрешением 0.1 $см^{-1}$ [20] и спектром, полученным с помощью масс-спектрометрии [21]. На рис. 5 представлен экспериментальный спектр поглощения эталонной смеси на основе азота с оксидом углерода

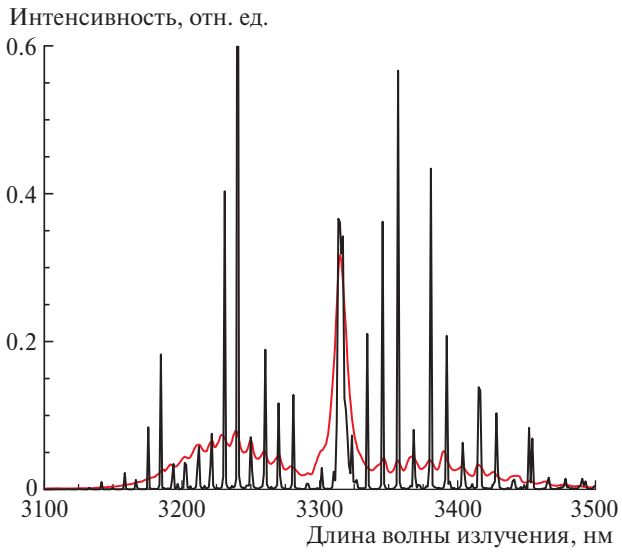


Рис. 3. Экспериментально измеренный спектр поглощения газовой смеси на основе азота с примесью метана (N_2 + 954 ppm CH_4) (красная кривая) в сравнении с данными базы данных HITRAN (черная кривая).

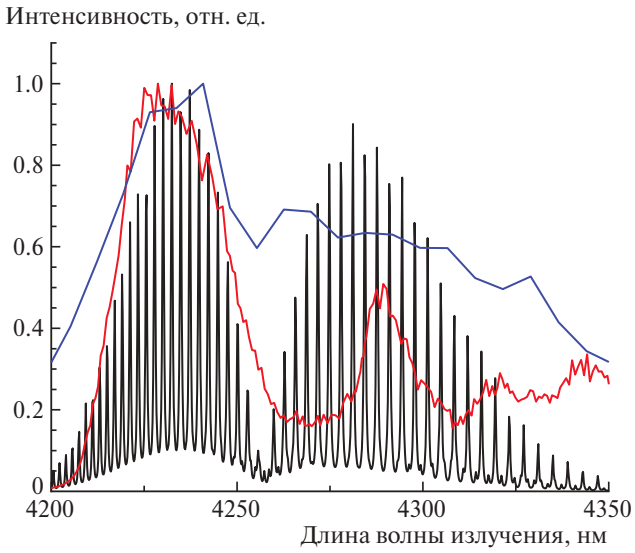


Рис. 4. Экспериментально измеренный спектр поглощения газовой смеси на основе азота с углекислым газом (N_2 + 1000 ppm CO_2) (красная кривая) в сравнении с данными базы данных HITRAN (черная кривая) и спектром, полученным с помощью масс-спектрометрии (синяя кривая).

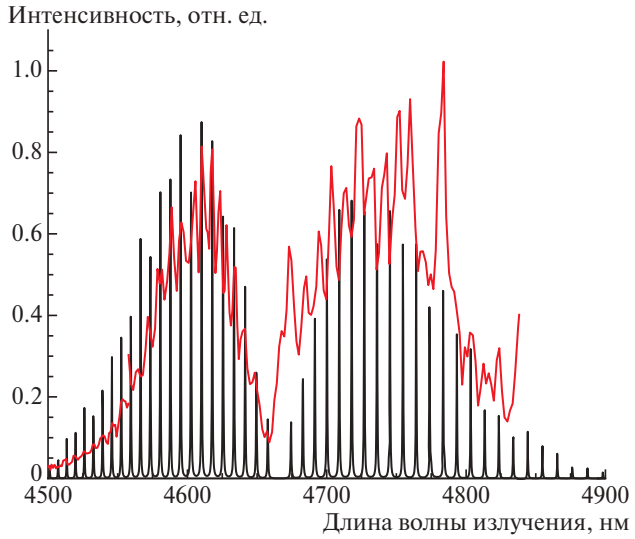


Рис. 5. Экспериментально измеренный спектр поглощения газовой смеси на основе азота с примесью оксида углерода (N_2 + 152 ppm CO) (красная кривая) в сравнении с данными базы данных HITRAN (черная кривая).

(N_2 + 152 ppm CO), полученный с помощью перестройки ПГС на основе HGS в сравнении с теоретической базой данных HITRAN с разрешением 0.1 $см^{-1}$ [20]. Зарегистрированные спектры хорошо согласуются с теоретической базой данных.

Продемонстрированная автоматическая система подходит для высокочувствительного обнаружения нескольких газов в среднем ИК-диапазоне для мониторинга окружающей среды и атмосферы, а также в биомедицине.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрирована широко перестраиваемая автоматическая система для многокомпонентного газового анализа. Ее можно перестраивать в диапазоне от 2.5 до 10.8 мкм. Полуширина линии MgO:PPLN OPO составляет примерно 5.5±0.5 $см^{-1}$ во всем диапазоне перестройки. Полуширина линии HGS OPO составляет примерно 2±0.5 $см^{-1}$ во всем диапазоне перестройки. Столь широко перестраиваемый источник может быть использован для различных газоаналитических целей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-72-30006-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kreuzern L.B., Kenyonand N.D., Patel C.K.* // Science 1972. V. 177. P. 347. https://doi.org/10.1126/science.177.4046.347
2. *Tongyu Liu* // Measument. 2018. № 8. P. 211. https://doi.org/10.1016/j.measurement.2018.03.046
3. *Pereira J., Porto-Figueira P., Cavaco C., Taunk K., Rapole S., Dhakne R., Nagarajaram H., Câmara J.S.* // Metabolites. 2015. V. 5. P. 3. https://doi.org/10.3390/metabo5010003
4. *Zhou D. K., Smith W. L., Xu Liu, Jun Li, Larar A. M., Mango S. A.* // Appl. Opt. 2005. V. 44. P. 3032. https://doi.org/10.1364/AO.44.003032
5. *Logan J.A., Prather M.J., Wofsy S.C., McElroy M.B.* // J. Geophys. Res. Atmos. 1981. V. 86. P. 7210. https://doi.org/10.1029/JC086iC08p07210
6. *Ren W., Farooq A., Davidson D.F., Hanson R.K.* // Appl. Phys. B. 2012. V. 107. P. 849. https://doi.org/10.1007/s00340-012-5046-1
7. *Meyer P.L., Sigrist M.W.* // Rev. Sci. Instrum. 1990. V. 61. P. 1779. https://doi.org/10.1063/1.1141097
8. *Zanzottera E.* // Crit. Rev. Anal. Chem. 1990. V. 21. P. 279. https://doi.org/10.1080/10408349008051632
9. *Harren F., Mandon J., Cristescu S.M.* Encyclopedia of Analytical Chemistry. John Wiley & Sons, Ltd, 2012. https://doi.org/10.1002/9780470027318.a0718.pub3
10. *Haisch C.* // Meas. Sci. Technol. 2011. V. 23. P. 012001. http://iopscience.iop.org/0957-0233/23/1/012001

11. *Grant W.B.* // Appl. Opt. 1986. V. 25 P. 709. https://doi.org/10.1364/AO.25.000709
12. *Reyes-Reyes A., Hou Z., van Mastrigt E., Horsten R.C., de Jongste J.C., Pijnenburg M.W., Urbach H.P., Bhattacharya N.* // Opt. Express. 2014. V. 22. P. 18299. https://doi.org/10.1364/OE.22.018299
13. *Vedenyapin V., Boyko A., Kolker D., Isaenko L., Lobanov S., Kostyukova N., Yelisseyev A., Zondy J-J., Petrov V.* // Laser Phys. Lett. 2016. V. 13. P. 115401. http://dx.doi.org/10.1088/1612-2011/13/11/115401
14. *Vodopyanov K.L., Maffetone J.P., Zwieback I., Ruderman W.* // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. P. 1204. https://doi.org/10.1063/1.124642
15. *Sherstov I.V., Vasiliev V.A., Karapuzikov A.I., Zenov K.G.* // Infrared Phys. Technol. 2020. V. 105. P. 103170. https://doi.org/10.1016/j.infrared.2019.103170
16. *Kolker D.B., Boyko A.A., Dukhovnikova N.Yu., Zenov K.G., Sherstov I.V., Starikova M.K., Miroshnichenko I.B., Miroshnichenko M.B., Kashtanov D.A., Kuznetsova I.B., Shtyrov M.Yu., Zachariadis S., Karapuzikov A.I., Karapuzikov A.A., Lokonov V.N.* // Instrum. Exp. Techn. 2014. V. 57. P. 50. https://doi.org/10.1134/S0020441214010217
17. *Kolker D.B., Sherstov I.V., Kostyukova N.Yu., Boyko A.A., Zenov K.G., Pustovalova R.V.* // Quantum Electronics. 2017. V. 47. P. 14. http://dx.doi.org/10.1070/QEL16238
18. *Kostyukova N.Yu., Kolker D.B., Zenov K.G., Boyko A.A., Starikova M.K., Sherstov I.V., Karapuzikov A.A.* // Laser Phys. Lett. 2015. V. 12. P. 095401. http://dx.doi.org/10.1088/1612-2011/12/9/095401
19. *Bednyakova A., Erushin E., Miroshnichenko I., Kostyukova N., Boyko A., Redyuk A.* // Infrared Phys. Technol. 2023. V. 133. P. 104821. https://doi.org/10.1016/j.infrared.2023.104821
20. *Rothman L.S., Gordon I.E., Babikov Y. et al.* // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2013. V. 130. P. 4 https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.07.002
21. *Wallace W.E.* // NIST Standard Reference Database Number 69, 2023. https://doi.org/10.18434/T4D303

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 74–81

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.082.5

УСТАНОВКА ПО РЕГИСТРАЦИИ ДЕФОРМАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ

© 2024 г. К. Ш. Шункеев[a], Д. М. Сергеев[a], Ш. Ж. Сагимбаева[a,*], Ж. К. Убаев[a], А. Е. Герман[b], А. Ю. Лицкевич[b]

[a]Актюбинский региональный университет им. К. Жубанова
Казахстан, 030000, Актобе, просп. А. Молдагуловой, 34
[b]Гродненский государственный университет им. Янки Купалы
Беларусь, 230023, Гродно, ул. Элизы Ожешко, 22
**e-mail: sh.zh.sagimbaeva@gmail.com*

Поступила в редакцию 28.07.2023 г.
После доработки 04.09.2023 г.
Принята к публикации 20.11.2023 г.

Создана экспериментальная установка для регистрации интегральной рентгенолюминесценции и спектров рентгенолюминесценции, временной зависимости интегральной туннельной люминесценции и спектров туннельной люминесценции, интегральной термостимулированной люминесценции и спектров термостимулированной люминесценции, а также спектров вспышки и оптической стимуляции вспышки облученных рентгеновскими лучами кристаллов, предварительно одноосно деформированных по кристаллографическим направлениям <100> или <110> при низкой температуре (85 K).

DOI: 10.31857/S0032816224030094 **EDN:** OVGLGV

1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные экспериментальные исследования показали, что во всех 20 щелочно-галоидных кристаллах [1, 2] люминесценция автолокализованного экситона, а также люминесценции, связанные с примесями или собственными дефектами решетки, проявляются в спектральном диапазоне от 1.5 до 6.0 эВ, который представляет наибольший интерес в связи со спектральной чувствительностью люминесцентной установки.

В последние годы активно ведутся исследования релаксационных процессов в щелочно-галоидных кристаллах с применением различных видов деформации [3–6], понижающей симметрию решетки, для разработки материалов с заданными физическими характеристиками и поиск оптических материалов, сохраняющих широкую спектральную область прозрачности даже под воздействием ионизирующей радиации. В щелочно-галоидных кристаллах под действием сверхвысоких давлений обнаружены и исследованы совершенно новые структуры, отличающиеся от классических структур [4]. На основе теории функционала плотности (DFT) и связанных кластеров (CCSD) разрабатываются структуры нанотрубок с гексагональными и восьмиугольными поперечными сечениями, чья стабильность превышает стабильность крупных кристаллов LiF [5] и NaCl [6] типичной кубической формы.

Известно [1, 2, 7], что в щелочно-галоидных кристаллах интенсивность люминесценции автолокализованного экситона максимальна при температуре жидкого гелия (4.2 K). Однако с ростом температуры кристалла происходит эффект температурного тушения, поэтому люминесцен-

ции автолокализованных экситонов желательно исследовать при низких температурах. В связи с этим внешнее воздействие (облучение, деформация), понижающее симметрию решетки кристаллической матрицы в щелочно-галоидных кристаллах, также должно осуществляться преимущественно при низких температурах (по крайней мере при $T = 80$ K) или необходимо выбирать такие кристаллы (например KI), у которых люминесценция автолокализованного экситона при $T = 80$ K не испытывает температурного тушения.

С этой целью разработан специальный криостат, который позволяет задать нужную степень относительной деформации и зафиксировать ее по выбранному кристаллографическому направлению <100> или <110> в широком интервале температур (85–400 K) в условиях высокого технического вакуума.

В экспериментальном плане сама кубическая структура щелочно-галоидных кристаллов создает уникальную возможность для осуществления приложения одноосной деформации строго по кристаллографическим направлениям <110> или <100>, соответствующим ориентации автолокализованного экситона в кристаллах с решеткой типа NaCl и CsI соответственно. Таким образом, экспериментальная установка должна регистрировать высокочувствительными современными детекторами на основе цифровой технологии максимальное количество люминесцентных характеристик кристаллов при воздействии низкотемпературной одноосной упругой и пластической деформации.

2. СПЕКТРАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛОВ

Создана универсальная экспериментальная установка на основе цифровой технологии сканирования для последовательного исследования восьми люминесцентных характеристик щелочно-галоидных кристаллов в широком интервале спектра (1.5–6.0 эВ) и температур (85–400 K) при непосредственном воздействии одноосной деформации по кристаллографическим направлениям <100> или <110>, а именно:

1) интегральной рентгенолюминесценции (ИРЛ) — $I_{\text{ИРЛ}} = f(X)$,

2) спектров рентгенолюминесценции (РЛ) — $I_{\text{РЛ}} = f(h\nu)$,

3) временной зависимости интегральной туннельной люминесценции (ИТЛ) — $I_{\text{ИТЛ}} = f(\tau)$,

4) спектров туннельной люминесценции (ТЛ) — $I_{\text{ТЛ}} = f(h\nu)$,

5) интегральной термостимулированной люминесценции (ИТСЛ) — $I_{\text{ИТСЛ}} = f(T)$,

6) спектров термостимулированной люминесценции (ТСЛ) — $I_{\text{ТСЛ}} = f(h\nu)$,

7) спектров вспышки — $I_{\text{В}} = f(h\nu)$,

8) спектров оптической стимуляции вспышки $I_F = f(h\nu)$, предварительно облученных рентгеновскими лучами.

Интегральные интенсивности люминесценции кристаллов могут зависеть от температуры ($I_{\text{ИТСЛ}} = f(T)$), времени ($I_{\text{ИТЛ}} = f(\tau)$) и дозы облучения ($I_{\text{ИРЛ}} = f(X)$), а спектральные интенсивности люминесценции зависят только от энергии ($h\nu$) излучения кристалла — $I_{\text{РЛ}} = f(h\nu)$, $I_{\text{ТЛ}} = f(h\nu)$ и $I_{\text{ТСЛ}} = f(h\nu)$.

Блок-схема установки представлена на рис. 1, ее условно можно разделить на два канала: спектральный и интегральный. Спектральный канал обеспечивает сканирование: $I_{\text{РЛ}} = f(h\nu)$, $I_{\text{ТЛ}} = f(h\nu)$, $I_{\text{ТСЛ}} = f(h\nu)$, $I_{\text{В}} = f(h\nu)$, $I_F = f(h\nu)$, а интегральный канал отвечает за параметры $I_{\text{ИРЛ}} = f(X)$, $I_{\text{ИТЛ}} = f(t)$, $I_{\text{ИТСЛ}} = f(T)$.

Спектральный канал установки позволяет сканировать спектры излучения кристаллов в зависимости от функционального назначения: $I_{\text{РЛ}} = f(h\nu)$, $I_{\text{ТЛ}} = f(h\nu)$, $I_{\text{ТСЛ}} = f(h\nu)$, $I_{\text{В}} = f(h\nu)$, а $I_F = f(h\nu)$ — с помощью светосильного монохроматора МСД-2 и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) марки H 8259-01 фирмы “Hamamatsu”, работающего в режиме счета фотонов, управляемых компьютерной программой SpectraScan [8, 9] в интервале 200–850 нм (6.0–1.5 эВ) с оптимальными скоростями 50 нм/с, 25 нм/с, 10 нм/с и 5 нм/с в одном направлении (200→850 нм) с целью предотвращения сдвига максимума полосы излучения.

Сканирования интегрального излучения кристаллов в зависимости от функционального назначения: $I_{\text{ИРЛ}} = f(X)$, $I_{\text{ИТЛ}} = f(\tau)$ и $I_{\text{ИТСЛ}} = f(T)$, осуществлялись с помощью аналогичного высокочувствительного ФЭУ H 8259-01 фирмы “Hamamatsu”, управляемого компьютерной программой ThermoScan [8, 9].

Контроллеры монохроматора МСД-2 и медь-константантовой термопары построены на базе

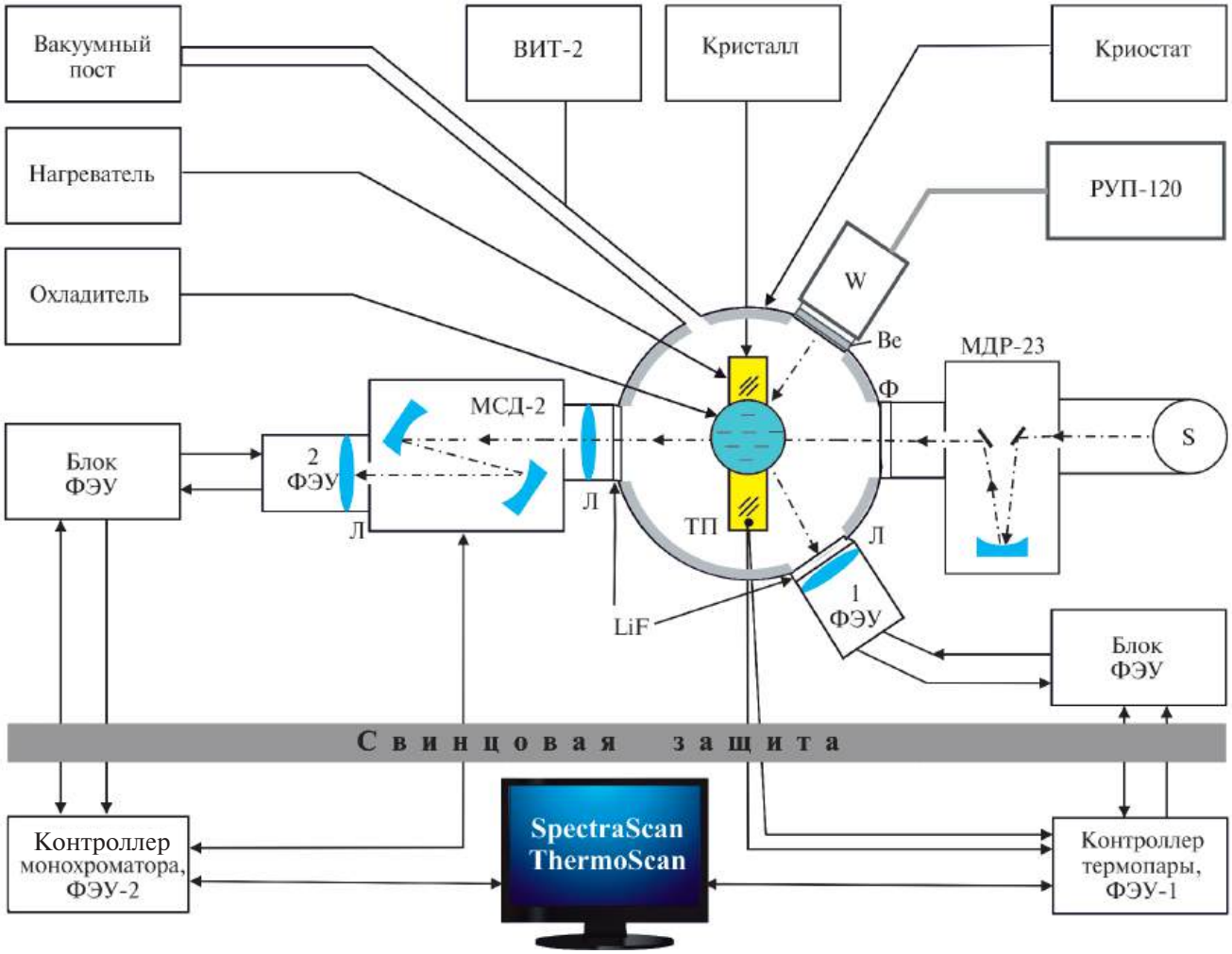


Рис. 1. Блок-схема люминесцентного комплекса. Зона экспериментатора отделена свинцовой защитой толщиной 10 мм, Л — линза кварцевая, ФЭУ — фотоэлектронный умножитель H 8259-01 “Hamamatsu”, МСД-2 — монохроматор, ВИТ-2 — вакуумметр, РУП-120 — пульт управления рентгеновского аппарата, W — рентгеновская трубка с вольфрамовым антикатодом, LiF — литий-фторовое окно, Be — бериллиевое окно, МДР-23 — монохроматор, Ф — фильтр, S — лампа накаливания.

высокопроизводительных 32-битных микропроцессоров семейства stm32 с ядром Cortex-M архитектуры ARM производства STMicroelectronics (Швейцария).

Люминесцентные характеристики кристаллов сканировались по принципу от интегрального к спектральному (по парам) в последовательности согласно вышеуказанной нумерации: 1 — $I_{ИРЛ} = f(X)$ и 2 — $I_{РЛ} = f(h\nu)$, 3 — $I_{ИТЛ} = f(\tau)$ и 4 — $I_{ТЛ} = f(h\nu)$, 5 — $I_{ИТСЛ} = f(T)$ и 6 — $I_{ТСЛ} = f(h\nu)$, 7 — $I_{В} = f(h\nu)$ и 8 — $I_{F} = f(h\nu)$.

В качестве методического приема для экспериментатора очень важно увидеть в интегральном канале световой сигнал (ФЭУ-1), после этого следует сканирование его спектрального состава (ФЭУ-2). Поэтому для начала эксперимента тестовым индикатором излучения имеющегося кристалла является интегральный сигнал рентгенолюминесценции — $I_{ИРЛ} = f(X)$, который пропорционально возрастает с ростом значений напряжения (кВ) и тока (мА), подаваемых на рентгеновскую трубку при включении рентгеновской установки РУП-120 (тракт W→ Кристалл→ФЭУ-1 на рис. 1; рис. 2а).

Наличие интегрального светового сигнала кристалла $I_{ИРЛ} = f(X)$ при облучении рентгеновскими лучами предоставляет возможность регистрации спектров ентгенолюминесценции $I_{РЛ} = f(h\nu)$. Под термином “рентгенолюминесценция” подразумевается люминесценция кристаллов при непосредственном возбуждении рентгеновскими лучами. При регистрации спектров РЛ кристаллов очень важно получить

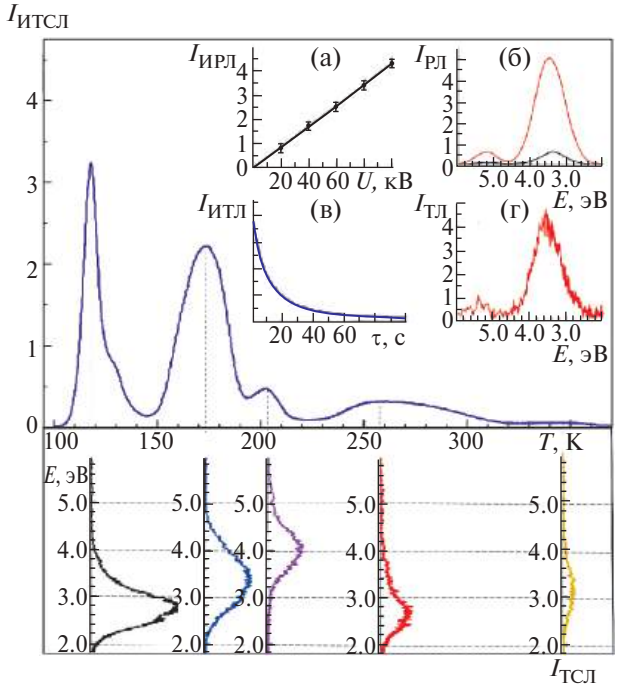


Рис. 2. Люминесцентные характеристики кристалла NaCl: **а** — интегральная рентгенолюминесценция, **б** — спектры рентгенолюминесценция (*1* — до деформации, *2* — при деформации с ε = 1.2%), **в** — временная зависимость интегральной туннельной люминесценции, **г** — спектры туннельной люминесценции. Верхняя панель — интегральная термостимулированная люминесценция в интервале 85–450 K, нижняя панель — спектры термостимулированной люминесценции кристалла NaCl, облученного рентгеновскими лучами при T = 85 K в течение одного часа.

стабилизированный интегральный сигнал $I_{ИРЛ} = f(X)$, который обеспечивается постоянством режима работы рентгеновской трубки (W) при значениях напряжения 100 кВ и тока 3 мА от блока управления РУП-120.

Спектры РЛ кристаллов — $I_{РЛ} = f(h\nu)$ (тракт W→Кристалл→МСД-2→ФЭУ-2 на рис. 1; рис. 2б) регистрировались в широком диапазоне (200–800 нм) с использованием рентгеновской установки РУП-120, работающей в режиме 3 мА и 100 В. При таком режиме работы установки РУП-120 рентгеновская трубка (W) обеспечивает спектр жесткого тормозного ионизирующего излучения, которое проникает по всей толщине кристалла, не создавая на тонком слое кристалла повышения концентрации радиационных дефектов, искажающих спектр РЛ [10].

Последующие люминесцентные характеристики щелочно-галоидных кристаллов требуют накопления радиационных дефектов, в связи с чем после регистрации спектров РЛ необходимо облучить кристалл рентгеновскими лучами при температуре 85 K в течение определенного времени (например, 30 мин). После этого источник ионизирующего излучения РУП-120 (рис.1) выключается и синхронно сканируются временная зависимость интегральной туннельной люминесценции [9] $I_{ИТЛ} = f(\tau)$ (тракт Кристалл→ФЭУ-1 на рис. 1; рис. 2в) и спектры ТЛ радиационных дефектов [9] $I_{ТЛ} = f(h\nu)$ (тракт Кристалл→МСД-2→ФЭУ-2 на рис. 1; рис. 2г).

Низкая температура способствует формированию близко расположенных радиационных дефектов, а длительность облучения увеличивает их концентрацию, благодаря чему происходит туннелирование между основными состояниями электронных и дырочных радиационных дефектов, например между F'- и V_K-центрами. После полного затухания ИТЛ приступили к регистрации интегральной термостимулированной люминесценции $I_{ИТСЛ} = f(T)$ (верхняя панель на рис.2) и спектров $I_{ТСЛ} = f(h\nu)$ (нижняя панель на рис.2).

Интегральная термостимулированная люминесценция $I_{ИТСЛ} = f(T)$ регистрировалась со скоростью линейного нагрева 0.2 K (тракт Кристалл→ФЭУ-1 на рис. 1; верхняя панель рис. 2). Спектральный состав термостимулированной люминесценции $I_{ТСЛ} = f(h\nu)$ сканировался с максимальной скоростью 50 нм/с [8] (тракт Кристалл→МСД-2→ФЭУ-2 на рис. 1; нижняя панель рис. 2). За время сканирования каждого спектра ТСЛ в интервале 2.0-6.0 эВ температура образца изменялась на 1.0-1.5 K, что вполне удовлетворительно, так как полуширина пиков ИТСЛ находится в интервале 8-20 K. По природе термостимулированная люминесценция является излучательной рекомбинацией радиационных дефектов, созданных под действием ионизирующей радиации. При регистрации спектров ТСЛ выбиралось оптимальное время рентгеновского облучения с тем, чтобы сигнал был вполне регистрируемый, но при этом не создавалось такое количество F-центров, которое искажало бы спектры излучения из-за реабсорбции.

Реализована методика регистрации спектров излучения (вспышки) при оптической стимуляции области спектра, соответствующей электронным центрам. Аппаратурная возможность регистрации спектров излучения (вспышки)

аналогична регистрации спектров фотовозбуждения и излучения.

Спектры вспышки $I_в = f(h\nu)$ при оптической стимуляции регистрировались в следующем порядке: кристалл облучался при $T = 80$ K в изодозовом режиме до и при упругой деформации, затем осуществлялась фотостимуляция с помощью лампы накаливания и монохроматора МДР-23 с соответствующими светофильтрами СЗС-7 и ЖС-4, пропускающими излучения в интервале спектров от 1.5 эВ до 2.1 эВ (тракт S→МДР-23→Ф→Кристалл→МСД-2→ФЭУ-2 на рис. 1).

Спектры оптической стимуляции вспышки $I_F = f(h\nu)$ регистрировались на максимуме спектра излучения по аналогии с регистрацией спектров фотовозбуждения при оптической стимуляции в интервале 2.2–1.0 эВ.

3. КРИОСТАТ ДЛЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ОДНООСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ

Для регистрации перечисленных выше люминесцентных характеристик щелочно-галоидных кристаллов под действием низкотемпературной (85 K) одноосной упругой и пластической деформации специально разработан и запатентован универсальный криостат [11, 12], который позволяет задать нужную степень относительной деформации и зафиксировать ее по выбранному кристаллографическому направлению <100> или <110> в условиях высокого технического вакуума $P = 1 \cdot 10^{-5}$ Торр ($1.3 \cdot 10^{-3}$ Па) (рис. 3).

Криостат состоит из двух частей (рис. 3), которые разделены конусообразным шлифом *1*, позволяющим вращать верхнюю часть относительно нижней без разгерметизации криостата. Верхняя часть криостата состоит как одно целое из приваренных между собой медного кристаллодержателя *2*, трубки *3* из сплава ковар и головки из нержавеющей стали с ручками *4*. Кристаллодержатель *2* представляет собой прорезь, в которую помещаются прижимные щечки *5*, кристалл *6* и Г-образный сжимающий винт *7* с шагом резьбы 1 мм. Трубка из сплава ковар *3* используется в качестве резервуара для заливки жидкого азота с целью охлаждения кристалла через медный кристаллодержатель.

Согласно конструкции криостата (рис. 3), прижимные щечки *5*, расположенные с двух

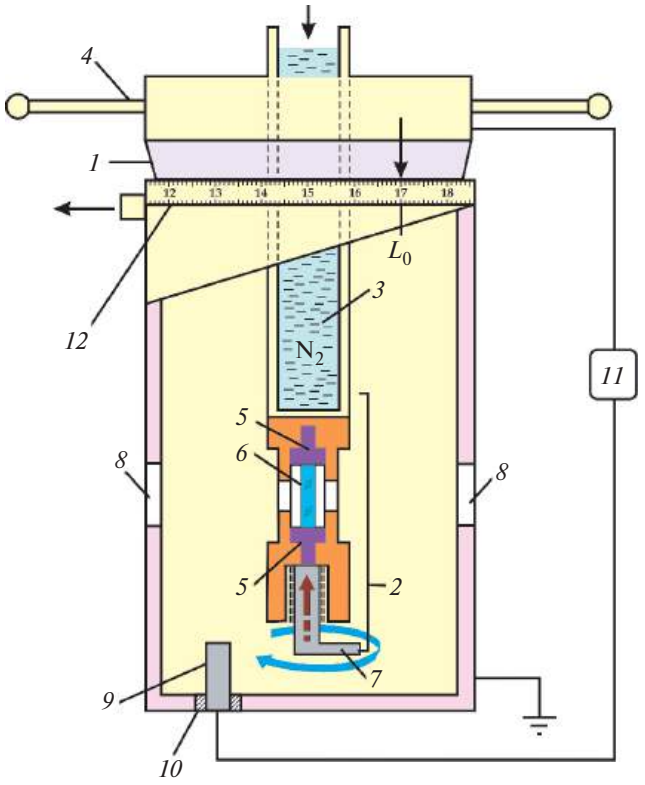


Рис. 3. Схема криостата для деформации кристаллов в диапазоне температур 85–400 K: *1* — шлиф, *2* — медный кристаллодержатель, *3* — резервуар для заливки жидкого азота, *4* — ручки для вращения головки криостата, *5* — специальные прижимные щечки, *6* — исследуемый монокристалл, *7* — сжимающий винт, *8* — окошки из LiF, *9* — стопор, *10* — прокладка из фторопласта, *11* — омметр, *12* — нониусная шкала (*L*).

сторон кристалла в виде пластинки Т-образной формы, во-первых, обеспечивают хороший контакт поверхности кристалла при строгом сохранении параллельности граней кристалла, который зафиксирован сжимающим винтом *7,* а во-вторых, предотвращают механическое кручение кристалла при поступательном движении вверх сжимающего винта *7* при вращении по часовой стрелке верхней части криостата по шлифу *1* с помощью ручек *4*. Щечки имеют разные формы в зависимости от направления одноосной деформации (<100> или <110>), как показано на рис. 4.

Одноосная деформация кристалла начинается при дальнейшем вращении верхней части криостата с момента контакта сжимающего винта *7* с металлическим стопором *9*, изолированным от корпуса криостата фторопластовой прокладкой *10*. Их контакт замыкает цепь, что фиксирует омметр *11*, этот контакт является

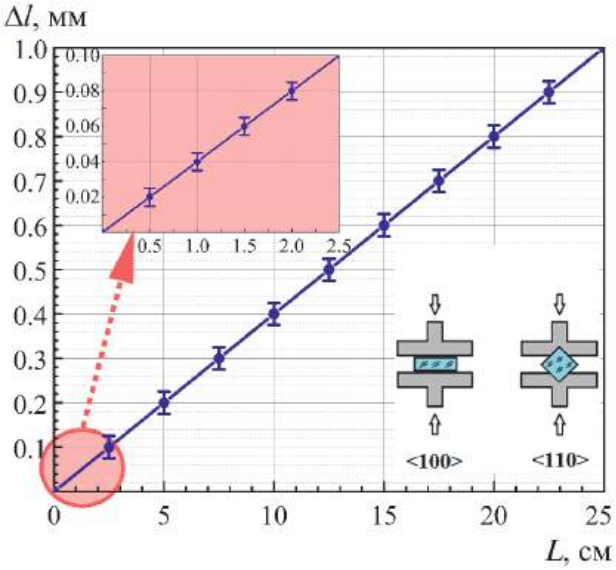


Рис. 4. Градуировочная кривая для экспериментального определения задаваемой степени относительной деформации кристаллов [12]. В верхнем левом углу рисунка пунктирной стрелкой указан увеличенный участок начального этапа деформации от 0 до 2.5%. В правом нижнем углу показано положение прижимных щечек и кристалла при деформации по направлениям <100> и <110>.

индикатором начала деформации кристалла по нониусной шкале (L_0).

Нижняя часть криостата снабжена прозрачными в широком интервале спектра (12–0.2 эВ или 105–6000 нм) окошками *8* из LiF (рис. 3), которые необходимы для регистрации спектров люминесценции кристаллов при облучении рентгеновской радиацией через бериллиевое (Be) окошко толщиной 0.5 мм (см. рис. 1).

Задаваемая степень относительной деформации кристалла (например, ε = 1.0%, ε = 2.0%, ε = 3.0% и т.д.) вычисляется по известной формуле:

$$\varepsilon = \frac{l_0 - l}{l_0} \cdot 100\% = \frac{\Delta l}{l_0} \cdot 100\% \quad \text{или} \quad \Delta l = \frac{\varepsilon(\%) \cdot l_0}{100\%}$$

$$\text{или} \quad \Delta l = 0.01 \varepsilon l_0,$$

где l_0 — начальная длина кристалла до деформации, которая измеряется микрометром или микроскопом, l — длина кристалла после деформации, $\Delta l = l_0 - l$ — изменение длины кристалла после деформации, оно определяется по градуировочной кривой (рис. 4), построенной на основе шага резьбы сжимающего винта (1 мм). Согласно градуировочной кривой (рис. 4), при полном обороте (360°) верхней части криостата по длине окружности ($L_{max} = 25$ см) с момента контакта сжимающего винта *7* со стопором *9* кристалл деформируется на 1 мм.

Для наглядности процесса низкотемпературной деформации специально из данных градуировочной кривой $\Delta l \sim f(L)$ (рис. 4) составлена табл. 1 для кристалла с известной длиной ($l_0 = 10$ мм).

Алгоритм деформирования кристалла заключается в следующем (табл. 1): задается степень одноосной деформации (например ε = 0.8%), вычисляется изменение длины кристалла ($\Delta l = 0.08$) после деформации, а затем по градуировочной кривой (рис. 4) определяется отрезок окружности криостата для получения задаваемой степени деформации при вращении верхней части криостата ($\Delta L = 0.5$ см).

Таблица 1. Параметры низкотемпературной одноосной деформации кристалла ($l_0 = 10$ мм)

Задаваемая степень деформации ε, %	Вычисление $\Delta l_n = 0.01 \varepsilon_n l_0$, мм	Отрезок окружности криостата для получения задаваемой степени деформации ΔL, см	Задаваемый шаг вращения верхней части криостата ΔL, см	Градуировочная кривая $\Delta l \sim f(L)$, по которой определяется ΔL, см (рис. 4)
0.2	0.02	0.5	0.5	увеличенная
0.4	0.04	1.0	0.5	увеличенная
0.6	0.06	1.5	0.5	увеличенная
0.8	0.08	2.0	0.5	увеличенная
1.0	0.1	2.5	0.5	основная
2.0	0.2	5.0	2.5	основная
3.0	0.3	7.5	2.5	основная

Отсчет одноосной деформации кристалла начинается с момента контакта сжимающего винта *7* со стопором *9*, который сигнализируется звуком и визуализацией прибором *11*, работающим в режиме омметра (рис. 3). В момент контакта останавливается дальнейшее вращение верхней части криостата и стрелкой, направленной вниз, расположенной над шлифом, фиксируется положение контактной точки L_0 по миллиметровой шкале, расположенной под шлифом криостата (см. рис. 3).

Дальнейшее вращения верхней части криостата по часовой стрелке (см. рис. 3) от точки L_0 до значения, например $\Delta L = 2.0$ см, приводит к поступательному движению нижней прижимной щечки относительно верхней, чем экспериментально создается одноосное сжатие вдоль длины кристалла ($l_0 = 10$ мм) до значения $\varepsilon_1 = 0.8\%$ (см. табл. 1). При этом сжимающее напряжение кристалла можно накапливать путем мелкого пошагового погружения ($\Delta L = 0.5$), что важно при системном исследовании влияния одноосной деформации на люминесцентные характеристики кристаллов.

После достижения задаваемого значения степени одноосной деформации (например $\varepsilon_1 = 0.8\%$, согласно данным табл. 1) кристалл в сжатом состоянии вращением верхней части криостата против часовой стрелки возвращается в прежнее положение, как на рис. 1, для обеспечения одинаковой геометрии при регистрации люминесцентных характеристик.

Следует отметить, что в зависимости от длины кристалла l_0 положение контактной точки начала деформации L_0, указываемое стрелкой, направленной вниз, будет смещаться по миллиметровой шкале (см. рис. 4). Например, на рис. 3 стрелка, направленная вниз, указывает по шкале на $L_0 = 17$.

Направленность одноосной деформации кристаллов обеспечивается формой прижимных щечек: сжатие кристаллов по направлению <100> реализуется плоскими щечками, а по направлению <110> — прямоугольными щечками (рис. 4).

Таким образом, конструкция криостата [11, 12] позволяет экспериментально задать нужную степень деформации ε кристалла, причем механическое напряжение можно при необходимости снять или заново обновить в широком диапазоне температур (85–400 K). Охлаждение кристаллов достигается заливкой жидкого азота в резервуар *3* криостата, а нагрев с постоянной скоростью — с помощью стержневой печки, опускаемой в резервуар *3* криостата. Температура кристалла регистрировалась медь-константановой термопарой с помощью контроллера, управляемого программы ThermoScan.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате эксплуатации спектрального комплекса, позволяющего исследовать множество люминесцентных характеристик кристаллов в широком интервале спектра (1.5–6.0 эВ) и температуры (85–400 K) при воздействии локальной термоупругой одноосной деформации (<100>, <110>) и рентгеновской радиации, получены важнейшие результаты по релаксации электронных возбуждении в щелочно-галоидных кристаллах при понижении симметрии решетки [10, 13–16].

1. Экспериментально обнаруженный эффект усиления интенсивности собственной люминесценции щелочно-галоидных кристаллов интерпретирован как увеличение вероятности автолокализации анионных экситонов в регулярных узлах решетки за счет низкотемпературной упругой одноосной деформации [16–18]. Эффект запатентован [19, 20].

2. На основании коррелированного роста интенсивности E_x и двух компонент (σ и π) люминесценции автолокализованного экситона при росте степени низкотемпературной (85 K) одноосной упругой деформации установлено, что E_x-люминесценция в кристаллах RbI (3.1 эВ) и KI (3.05 эВ) является собственной люминесценцией решетки иодидов щелочных металлов [16, 17]. Таким образом, разрешен исторический спор относительно природы E_x-люминесценции в кристаллах RbI и KI [16, 17].

3. Обнаружен (на примере кристалла KCl:Na) уникальный эффект резкого усиления экситоноподобной люминесценции за счет рекомбинационной сборки электронно-дырочных пар в поле легкого иона натрия, являющегося центром люминесценции экситоноподобного образования [10, 13, 19, 20]. Эффект запатентован [19, 20].

В целом открываются новые возможности экспериментального исследования фундаментальных механизмов повышения выхода люминесценции в ионных кристаллах при понижении

симметрии решетки с целью разработки сцинтилляционных материалов нового поколения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность коллективу и руководству Актюбинского регионального университета им. Жубанова за многолетнюю поддержку в создании универсального спектрального комплекса на основе цифровой технологии, не имеющего аналогов в Республике Казахстан.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан в рамках проекта ИРН AP23488688.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Song K.S., Williams R.T.* Self-Trapped Excitons. Berlin: Springer, 1996. https://doi.org/10.1007/978-3-642-85236-7.
2. *Лущик Ч.Б., Лущик А.Ч.* Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. Москва: Наука, 1989.
3. *Grinberg M. //* J. Luminescence. 2011. V. 131 (3). P.433. https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2010.10.043.
4. *Zhang W., Oganov A.R., Goncharov A.F., Zhu Q., Boulfelfel S.E., Lyakhov A.O., Stavrou E., Somayazulu M., Prakapenka V.B., Konôpková Z.*// Science. 2013. V. 342 (6165). P. 1502. https://doi.org/10.1126/science.1244989.
5. *Fernandez-Lima F.A., Henkes A.V., da Silveira E.F., Nascimento M.A.Ch.* // J. Phys. Chem. C. 2012. V. 116 (8). P. 4965. https://doi.org/10.1021/jp208090j.
6. *Baker M. D., Baker A. D., Hanusa C. R. H., Paltoo K., Danzig E., Belanger J.* // J. Phys. Chem. C. 2013. V. 117 (48). P. 25742. https://doi.org/10.1021/jp405978d.
7. *Ikezawa M., Wakita S., Kojima T., Ueta M.* // J. Phys. Soc. 1967. V. 23. P. 138. https://doi.org/10.1143/JPSJ.23.138.
8. *Шункеев К.Ш., Мясникова Л.Н., Сагимбаева Ш.Ж., Убаев Ж.К., Лицкевич А.Ю., Герман А.Е.* РК Патент 34978 // Бюл. №13. Опубл. 02.04.2021. https://gosreestr.kazpatent.kz/Invention/Details?docNumber = 324704
9. *Шункеев К.Ш., Сагимбаева Ш.Ж., Маратова А., Мясникова Л.Н.* РК Патент 6563 // Бюл. №42. Опубл. 22.10.2021. https://gosreestr.kazpatent.kz/Utilitymodel/Details?docNumber = 342135
10. *Shunkeyev K., Tilep A., Sagimbayeva Sh., Ubaev Z., Lushchik A.* // Crystals. 2023. V. 13 (2). P. 364. https://doi.org/10.3390/cryst13020364.
11. *Shunkeyev K., Sarmukhanov E., Bekeshev A., Sagimbaeva Sh., Bizhanova K.* // J. Phys. Conf. 2012. V. 400. P. 052032. https://doi.org/10.1088/1742-6596/400/5/052032.
12. *Шункеев К., Бармина А., Сармуханов Е., Бижанова К., Шункеев К.* РК Патент 26141 // Бюл. № 9 от 14.09.2012. https://gosreestr.kazpatent.kz/Invention/Details?docNumber = 152330
13. *Shunkeyev K., Tilep A., Sagimbayeva Sh., Lushchik A., Ubaev Z., Myasnikova L., Zhanturina N., Aimaganbetova Z.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 2022. V. 528. P. 20. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2022.08.002.
14. *Shunkeyev K., Aimaganbetova Z., Myasnikova L., Maratova A., Ubaev Z.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 2021. V. 509. P. 7. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2021.10.010.
15. *Sergeyev D., Shunkeyev K., Zhanturina N., Shunkeyev S.* // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2013. V. 49 (1). P. 012049. https://doi.org/10.1088/1757-899X/49/1/012049.
16. *Шункеев К.Ш., Лущик А.Ч., Мясникова Л.Н., Сагимбаева Ш.Ж., Убаев Ж.К., Аймаганбетова З.К.* // Физика низких температур. 2019. Т. 45. С. 1323. https://doi.org/10.1063/1.5125992.
17. *Shunkeyev K., Maratova A., Lushchik A., Myasnikova L.* // Integrated Ferroelectrics. 2021. V. 220 (1). P. 140. https://doi.org/10.1080/10584587.2021.1921543.
18. *Шункеев К.Ш., Жантурина Н.Н., Аймаганбетова З.К., Бармина А.А., Мясникова Л.Н., Сагимбаева Ш.Ж., Сергеев Д.М.* // Физика низких температур. 2016. Т. 42 (7). С. 738. https://doi.org/10.1063/1.4960008.
19. *Шункеев К., Мясникова Л., Бармина А., Сергеев Д., Жантурина Н., Сагимбаева Ш.* РК Патент 33327 // Бюл. №46. Опубл. 07.12.2018. https://gosreestr.kazpatent.kz/Invention/Details?docNumber = 278954
20. *Сагимбаева Ш.Ж, Тилеп А.С., Шункеев К.Ш.* РК Патент 7073 // Бюл. №18. Опубл. 06.05.2022. https://gosreestr.kazpatent.kz/Utilitymodel/Details?docNumber = 351481

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 82–85

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.525

КОМПАКТНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ ДЛЯ ЭКСИЛАМПЫ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 126 нм

© 2024 г. В. С. Скакун[a], В. Ф. Тарасенко[a,]*, В. А. Панарин[a], Д. А. Сорокин[a]

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

**e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru*

Поступила в редакцию 27.07.2023 г.
После доработки 30.07.2023 г.
Принята к публикации 12.10.2023 г.

Разработан компактный излучатель сравнительно простой конструкции с аргоновым наполнением, который может быть использован для создания эксиламп излучения в вакуумной ультрафиолетовой и ультрафиолетовой областях спектра. Исследованы его характеристики. Для увеличения мощности излучения на втором континууме димеров аргона ($\lambda \approx 126$ нм) применена прокачка газа через область разряда. При частоте следования импульсов возбуждения 96 кГц за выходным окном из MgF_2 получена плотность мощности излучения при длине волны $\lambda \approx 126$ нм более 5 мВт/см^2. Показано, что прокачка аргона со скоростью 0.5–1 л/с через разрядную область позволяет стабилизировать среднюю мощность вакуумного ультрафиолетового излучения (отклонения не превышали 2%).

DOI: 10.31857/S0032816224030107 **EDN:** OVAPMW

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники спонтанного излучения, в том числе эксилампы [1, 2], широко используются в различных областях науки и техники и продолжают совершенствоваться. Особое внимание уделяется источникам, которые предназначены для получения излучения в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) и ультрафиолетовой (УФ) областях спектра. Весьма часто источниками излучения в ВУФ-области спектра служат вторые континуумы димеров ксенона (172 нм), криптона (146 нм) и аргона (126 нм).

Для создания газоразрядных источников спонтанного излучения с длиной волны 126 нм используют различные конструкции излучателей. Так, существуют устройства, в которых аргон возбуждается барьерным разрядом, формируемым между покрытыми диэлектриком электродами [3–5]. Такие устройства могут применяться для облучения различных материалов, например, с целью получения люминесценции или создания фотодефектов. В этом случае источники излучения и облучаемые образцы помещаются в специальные камеры большого размера, которые заполнены аргоном при атмосферном давлении. Выходные окна в источниках такого типа не применяются, а аргон при медленной непрерывной прокачке циркулирует между камерой и системой очистки, в которой удаляются примеси других газов, появляющиеся при воздействии плазмы разряда и ВУФ-излучения на электроды, стенки и образцы.

Также применяются компактные газоразрядные источники, работающие на длине волны примерно 126 нм, с диаметром выходного пучка около 1 см, в которых ВУФ-излучение выводится через специальное выходное окно [6–8], которое крепится на торце колбы излучателя. При низких давлениях аргона такие источни-

ки обычно излучают в ВУФ-области спектра на линиях и полосах в области 110–135 нм [6], а при высоких — на полосе второго континуума димера аргона с максимумом на длине волны 126 нм [7, 8]. В компактных источниках ВУФ-излучения материалом для выходных окон служат кристаллы MgF_2, или CaF_2, или LiF, прозрачные для излучения на длине волны примерно 126 нм. Окна в этом случае герметизируются с помощью прокладки или приклеиваются к колбе посредством специального клея. Ввиду различия в коэффициентах расширения окна из указанных материалов не могут быть приварены к колбе из кварца и других материалов. Во время работы источника излучения или процедуры его дегазации температура колбы повышается, что приводит к растрескиванию приклеенного кристалла. Источник излучения, работающий при малой мощности возбуждения непрерывного разряда в аргоне низкого давления, описан в статье [6]. Отпаянные образцы излучателей с приклеенными окнами могут быть реализованы и при импульсно-периодическом возбуждении, но только с малой плотностью мощности излучения W.

В работах [7, 8] было показано, что в компактных источниках излучения с длиной волны примерно 126 нм плотность мощности излучения может быть увеличена посредством заполнения колбы излучателя аргоном при давлении выше атмосферного и последующего его вытеснения за пределы колбы — в окружающий воздух. Однако полученные при этом значения плотности мощности ВУФ-излучения были малыми (менее 0.1 мВт/см^2).

Целью данной работы являлось создание компактного излучателя для эксилампы на димерах аргона с плотностью мощности излучения на длине волны примерно 126 нм не менее 5 мВт/см^2, обеспечивающего за выходным окном из MgF_2 облучение образцов в различных агрегатных состояниях.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИК ИЗМЕРЕНИЙ

Разработанный компактный излучатель с прокачкой аргона через разрядную область, состоящий из колбы, изготовленной из двух кварцевых трубок, с размещенным на ее правом торце плоским окном из MgF_2 показан на рис. 1.

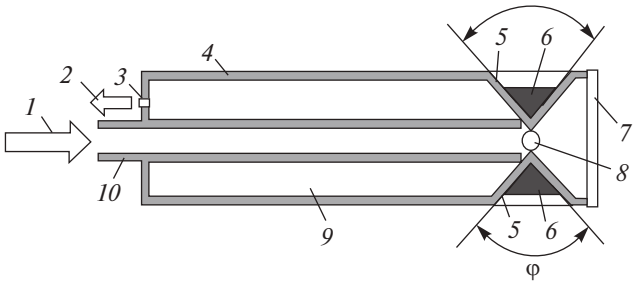


Рис. 1. Конструкция компактного излучателя: *1* — входной поток аргона, направленный в колбу излучателя, *2* — выходной поток аргона из колбы в окружающий воздух, *3* — отверстие в левом торце колбы, *4* — кварцевая трубка большего диаметра, *5* — часть трубки *4*, имеющая форму конуса с закругленной вершиной, *6* — электроды, *7* — выходное окно из MgF_2, *8* — область разряда, *9* — внутренняя часть камеры, заполняемая аргоном, *10* — трубка малого диаметра.

Внешние диаметры трубок *4* и *10* составляли соответственно 21 и 9 мм, а длина трубки большого диаметра была равна 100 мм. Излучатель эксилампы возбуждается барьерным разрядом и функционирует следующим образом. Вначале включается прокачка аргоном колбы излучателя со скоростью 0.5–1 л/мин. Поток аргона, показанный стрелкой *1*, подается через трубку *10* в область *8* между вершинами конусообразных углублений *5*, отражается от внутренней поверхности выходного окна, обтекает на обратном пути углубления *5* и заполняет объем *9* между трубками *4* и *10*. Выходящий из колбы в окружающую атмосферу поток сначала воздуха, а затем аргона (стрелка *2* на рис. 1) движется через отверстие *3* в левом торце трубки *4*. После вытеснения воздуха из колбы, для чего достаточно одной минуты при диаметре отверстия *3* около 1 мм, включается импульсно-периодический источник напряжения. Источник подключается к электродам *6* и формирует последовательность импульсов положительной и отрицательной полярности. Амплитуда импульсов напряжения $|U|$ может варьироваться в пределах от 5 до 6.5 кВ при времени нарастания и длительности на полувысоте 0.3 и 1.5 мкс соответственно. Частота следования импульсов напряжения f могла изменяться от 5 до 96 кГц. Импульсы напряжения с указанными параметрами обеспечивали пробой аргона в области *8* между вершинами конусообразных углублений, имеющих угол при вершине $\varphi \approx 60°$. При этом формировалась диффузная плазма барьерного разряда, излучающая на длине волны примерно 126 нм.

Поскольку правый торец трубки малого диаметра *10* установлен вплотную к внешней поверхности конусообразных углублений *5*, электрическое поле в прилегающих областях увеличивалось. Это приводило к зажиганию коронного разряда, излучение которого облегчало пробой заполненного аргоном межэлектродного промежутка *8*. Размеры разрядной плазмы в области *8* зависели от амплитуды и частоты следования импульсов напряжения, давления аргона и скорости его прокачки. В созданном источнике излучения диффузная форма разряда при межэлектродном зазоре 3 мм (между вершинами конусообразных углублений) сохраняется до давления аргона 1.4 атм. Теплоотвод от колбы излучателя обеспечивался как потоком аргона, так и окружающим воздухом.

Для измерения средней плотности мощности излучения использовался измеритель C8026 с головкой H8025-126 (Hamamatsu Corp.). Площадь приемной части измерительной головки прибора составляет 0.87 см^2. Данные на компьютер с измерителя мощности Hamamatsu C8026 передавались через COM-порт. При этом каждой из приводимых ниже на графике точке соответствовало среднее значение за 16 импульсов. Стандартное отклонение рассчитывалось на основе не менее 5 измерений. Спектр излучения в ВУФ-области записывался монохроматором VM-502 (Acton Researcher Corp.). Напряжение между электродами измерялось делителем АСА-6039 (АКТАКОМ), а ток разряда определялся с помощью шунта, имеющего сопротивление 50 Ом. Электрические сигналы регистрировались осциллографом Tektronix TDS-3034 (0.3 ГГц, 2.5 выборки/нс).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Тестирование компактного излучателя проводилось при использовании аргона высокой чистоты (содержание примесей не превышало 0.001%), который промышленно производится в больших объемах и имеет по сравнению с другими инертными газами, которые используются в эксилампах, сравнительно низкую стоимость. Эмиссионный спектр излучения плазмы барьерного разряда в диапазоне 110–140 нм, формируемой между конусообразными углублениями, оснащенными электродами, приведен на рис. 2.

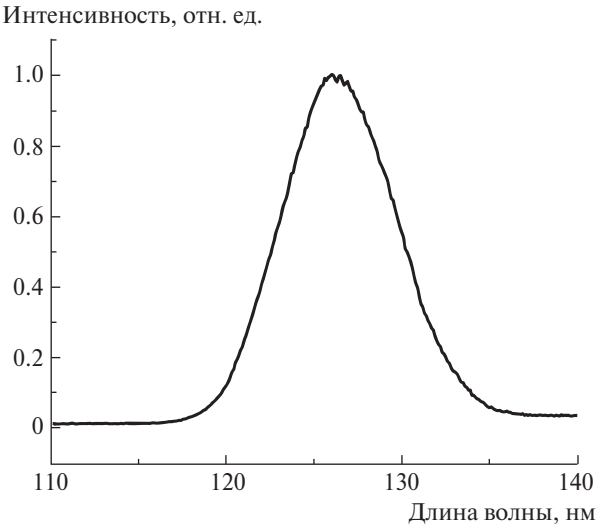


Рис. 2. Спектр излучения компактного излучателя эксилампы на димерах аргона при скорости прокачки 1 л/мин и частоте следования импульсов 96 кГц.

Зарегистрированная полоса излучения имеет типичную для вторых континуумов димеров аргона форму [1–5, 7, 8]. При уменьшении скорости прокачки аргона до 0.5 л/мин форма спектральной полосы не изменялась. На рис. 2 видно, что в основной полосе димера аргона отсутствуют какие-либо артефакты в виде линий и полос примесных элементов, что свидетельствует о высокой чистоте исходного рабочего газа и демонстрирует эффективность его прокачки в колбе. Время однократного включения излучателя превышало 60 мин. Изменения средней мощности излучения при этом не фиксировалось.

Зависимости плотности мощности излучения димеров аргона в центре выходного пучка, регистрируемого через окно размером 3×3 мм^2, от частоты следования импульсов представлены на рис. 3.

Изменение давления аргона на входе в колбу излучателя, а также диаметра отверстия *3* (см. рис. 1) позволяло регулировать скорость прокачки газа. При уменьшении скорости прокачки до 0.5 л/мин и частоты следования импульсов до единиц кГц плотность мощности излучения снижалась, но источник излучения при напряжении на межэлектродном зазоре 5.8–6.5 кВ продолжал стабильно работать. Увеличение напряжения в указанных пределах приводило к линейному росту средней мощности излучения. При $|U| = 6.5$ кВ, скорости прокачки 1 л/мин и $f = 96$ кГц плотность мощности излучения

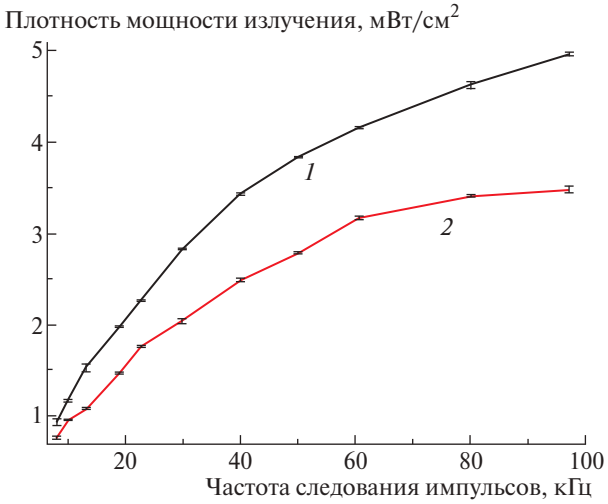


Рис. 3. Зависимости средней плотности мощности излучения димеров аргона на длине волны около 126 нм от частоты следования импульсов напряжения, полярность которых чередовалась. Скорость прокачки аргона 1 л/мин (*1*) и 0.5 л/мин (*2*), $|U| = 6.2$ кВ.

составляла 6.2 мВт/см^2. Стабильность средней мощности излучения при этом была не хуже 2%.

Испытания излучателя с прокачкой криптона, максимум длины волны излучения которого приходится на 146 нм, не проводились из-за высокой цены на данный сорт газа. Испытания излучателя в режиме заполнения ксеноном проводились в варианте отпаянной колбы. Внутренняя кварцевая трубка при этом извлекалась, а левый торец герметизировался. К правому торцу приваривалось окно из кварцевой пластинки марки GE-021 толщиной 2.18 мм. Излучатель в этом случае сначала откачивался до глубокого вакуума при одновременном нагреве в муфельной печи, а затем заполнялся чистым ксеноном. Плотность мощности излучения при $f = 96$ кГц и $|U| = 5.8$ кВ составила 45 мВт/см^2.

4. ВЫВОДЫ

Создан компактный излучатель для эксилампы на димерах аргона с возбуждением барьерным разрядом, излучение которого может быть выведено в различные газовые среды и вакуум за счет окна из MgF_2. Стабильная работа излучателя в течение длительного времени обеспечивается прокачкой аргона через колбу со скоростью 0.5–1 л/мин, т.е. частой сменой рабочего газа в области разряда. Это позволяет улучшить охлаждение излучателя и способствует удалению из рабочего объема примесей других газов, которые нарабатываются в колбе за счет воздействия разрядной плазмы и ВУФ-излучения на стенки излучателя и выходное окно.

Отметим, что данный излучатель с приваренным окном из кварца и без внутренней трубки может быть изготовлен в виде отпаянного образца с большим сроком службы для эксиламп, максимальное значение длины волны излучения которых составляет 172, 207, 222, 283 и 308 нм.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Д.С. Печеницина за создание источника питания для излучателя и А.Н. Панченко за помощь при регистрации спектров излучения в ВУФ-области.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данное исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения № 075-15-2021-1026 от 15.11.2021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boyd I.W., Zhang J.-Y., Kogelschatz U.* // Photo-Excited processes, Diagnostics and Applications. Boston: Springer, 2003. P. 161. https://doi.org/10.1007/1-4020-2610-2_6
2. *Sosnin E.A., Tarasenko V.F., Lomaev M.I.* UV and VUV excilamps. Saarbrucken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012. ISBN 978-3-695-21756-2
3. *Sobottka A., Drößler L., Lenk M., Prager L., Buchmeiser M. R.* // Plasma Processes and Polymers. 2010. V. 7. P. 650. http://doi.org/10.1002/ppap.200900145
4. *Elsner C, Lenk M, Prager L, Mehnert R.* // Appl. Surf. Sci. 2006. V. 252. P. 3616. http://doi.org/10.1016/j.apsusc.2005.05.071
5. *Ломаев М.И., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Лисенко А.А.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. С. 74.
6. *Будович В.Л., Дубакин А.Д., Крылов Б.Е., Полотнюк Е.Б.* // ПТЭ. 2018. №1. С. 123.
7. *Ерофеев М.В., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В.* // ПТЭ. 2012. №4. С. 70.
8. *Baricholo P., Hlatywayo D.J., Collier M., Von Bergmann H.M., Stehmann T., Rohwer E.* // South African J. Science. 2011. V. 107. № 11. P. 1. http://doi.org/10.4102/sajs.v107i11/12.581

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 86–90

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.373.826

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ДИОДНЫЙ ЛАЗЕР С КОРОТКИМ ТАНДЕМНЫМ ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ

© 2024 г. А. К. Чернышов[a,*], П. А. Михеев[a]

[a]Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Россия, 443011, Самара, ул. Ново-Садовая, 221
**e-mail: chak@fian.smr.ru*

Поступила в редакцию 11.09.2023 г.
После доработки 21.09.2023 г.
Принята к публикации 19.10.2023 г.

Разработана конфигурация короткого внешнего резонатора, обеспечивающая одночастотный режим генерации квантово-размерных диодных лазеров с широкой полосой оптического усиления. Особенностью предлагаемого внешнего резонатора является применение в качестве возвратного зеркала резонансного отражателя, образованного двумя тонкими (толщиной около 100 мкм) покровными стеклами. Лазер HL8338MG, снабженный подобным коротким внешним резонатором, позволил продемонстрировать непрерывную перестройку оптической частоты в полосе 100 ГГц и дискретную перестройку длины волны в интервале 12.3 нм при выходной мощности около 20 мВт. Пригодность указанного диодно-лазерного источника для спектроскопии газов подтверждена наблюдением трех линий поглощения Kr в области 829 нм в высокочастотном разряде низкого давления.

DOI: 10.31857/S0032816224030112 **EDN:** OVAODK

1. ВВЕДЕНИЕ

Существует способ улучшения спектральных характеристик диодных лазеров (ДЛ) с резонатором Фабри–Перо (ФП), основанный на использовании слабой оптической обратной связи от тонкой стеклянной пластинки, установленной вблизи выходной лазерной грани [1]. Подобная пластинка совместно с гранью кристалла образуют дополнительный ФП-эталон, который обеспечивает одномодовую генерацию с учетом конкуренции по усилению собственных мод ДЛ. Эта конфигурация ДЛ-излучателей, получившая название диодный лазер с коротким внешним резонатором (ДЛКВР), отличается простотой реализации и расширенным интервалом непрерывной перестройки без просветления граней. Однако применение в ДЛКВР-конфигурации современных диодных лазеров с квантовыми ямами, у которых ширина контура оптического усиления достигает примерно 100 нм [2], затруднено, поскольку для получения одномодовой генерации межмодовый интервал внешнего резонатора должен быть сопоставим с полосой усиления. Другими словами, в случае ДЛ с квантовыми ямами стеклянную пластинку необходимо подводить практически вплотную к кристаллу, что повышает опасность повреждения излучателя. Мы устранили это препятствие, воспользовавшись эффектом нониуса, который возникает при прохождении света через два интерферометра с приблизительно равными длинами и приводит к прореживанию резонансов [3]. В результате “толстый” тандемный интерферометр оказывается эквивалентен “тонкому” эталону с большим межмодовым интервалом. В приложении к ДЛКВР это означает, что вместо одной стеклянной пластинки, практически прижатой к лазерной грани, можно использовать стопку из двух пластинок, размещенную на безопасном удалении от полупроводникового кристалла. Отметим, что рассмотренная в работе [4] похожая конфигурация ДЛКВР из-за слож-

ной конструкции возвратного резонансного отражателя с электростатической системой настройки трудно повторима.

В настоящей работе продемонстрировано, что добавление к диодному лазеру с квантовыми ямами внешнего тандемного отражателя, образованного парой тонких стеклянных пластинок, позволяет получить одночастотную генерацию с диапазоном непрерывной токовой перестройки до 100 ГГц и интервалом дискретной температурной перестройки 12.3 нм. При этом подбором тока накачки, температуры кристалла и положения стеклянных пластинок ДЛ-излучатель может быть настроен практически на любую длину волны в диапазоне дискретной перестройки. Применимость предлагаемого перестраиваемого лазерного излучателя в спектроскопии подтверждается наблюдением в плазме высокочастотного разряда трех линий криптона около 829 нм.

2. КОНСТРУКЦИЯ ТАНДЕМНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ

Конструкция ДЛКВР на основе тандемного отражателя показана на рис. 1а. В качестве источника излучения использовался диодный лазер HL8338MG (Hitachi) с несколькими квантовыми ямами в активной области и предварительно удаленной защитной крышкой. Лазер был установлен в медный держатель, прикрепленный к элементу Пельтье для термостабилизации. Фокусировка лазерного излучения в параллельный пучок выполнялась с помощью микрообъектива (F = 6 мм, NA = 0.5). Важной особенностью использованного микрообъектива было значительное (около 2 мм) расстояние от внешней поверхности первой линзы до точки переднего фокуса. Это позволяло установить в промежутке между микрообъективом и гранью лазерного кристалла внешний резонансный отражатель.

Конструктивно резонансный тандемный отражатель представлял собой два покровных стекла от микроскопа размером 20×20 мм^2 и толщиной около 100 мкм, которые были собраны в пакет с воздушным зазором 100–150 мкм. Пакет покровных стекол был прикреплен к стандартной двухкоординатной L-образной оправе, размещенной вблизи лазерного держателя и коллимирующего микрообъектива. С помощью винтов оправы осуществлялись прецизионные изменения линейного и угловых положений покровных стекол относительно

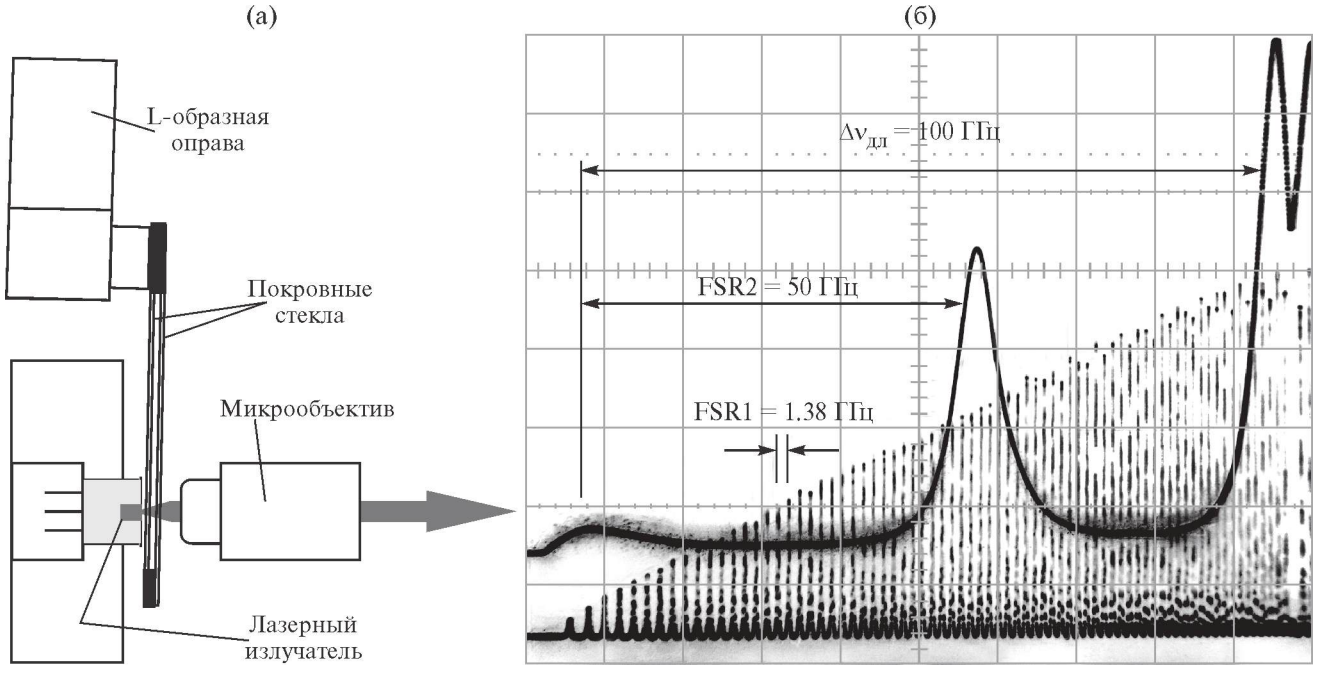


Рис. 1. Конфигурация диодного лазера с коротким тандемным внешним резонатором. Возвратное зеркало образовано двумя покровными стеклами (**а**). Непрерывная перестройка ДЛКВР в полосе 100 ГГц (**б**). Резонансы интерферометра-1 и интерферометра-2 показаны при линейном увеличении тока накачки на $\Delta I \sim 50$ мА и постоянной температуре корпуса лазера $T = 19.8$°C.

выходной грани лазера. Тем самым выполнялась настройка резонансного отражателя на селекцию заданной лазерной моды вблизи вершины контура усиления ДЛ-излучателя. В свою очередь, положение вершины контура усиления лазера можно смещать в диапазоне длин волн изменением температуры полупроводникового кристалла.

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В экспериментах питание и термостабилизация лазера осуществлялись от контроллера тока/температуры (ITC4001, Thorlabs). Непрерывная перестройка лазерной частоты выполнялась с помощью пилообразного изменения тока накачки ДЛ. Для этого на управляющий вход контроллера подавался треугольный сигнал от внешнего генератора АКИП-3408/2 с частотой 40 Гц. Коллимированное излучение диодного лазера с мощностью около 20 мВт проходило через оптический изолятор (30 дБ, Thorlabs), а затем разделялось по трем оптическим каналам. В первом канале был размещен конфокальный интерферометр-1 (резкость F = 25, область свободной дисперсии FSR = 1.38 ГГц) для контроля режима одночастотной генерации во время токовой перестройки частоты. Во втором канале был установлен спектрометр AvaSpec-3648 (Avantes) для оценки интервала дискретной перестройки диодного лазера или плоский ФП-интерферометр-2 (F = 14, FSR = 50 ГГц) для контроля вдоль больших (более 50 ГГц) интервалов непрерывной перестройки. Третий оптический канал использовался для выполнения спектроскопии метастабильных атомов Kr. В нем размещалась отпаянная трубка с криптоном (Electro-Technic Products), в которой с помощью маломощного генератора с частотой 50 МГц возбуждался высокочастотный разряд [5]. Зондирующий лазерный пучок вводился в область разряда через боковую стенку трубки перпендикулярно к ее оси. Регистрация оптических сигналов во всех каналах выполнялась с помощью кремниевых фотоприемников OPT-101 (Texas Instruments), выходные сигналы от которых поступали на двухканальный осциллограф или 16-разрядный аналого-цифровой преобразователь (National Instruments) для оцифровки и последующей обработки на компьютере.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1б показаны резонансы пропускания двух контрольных интерферометров, прописанные с помощью ДЛКВР при фиксированной температуре корпуса лазера 19.8°C и пилообразном изменении тока накачки. Видно, что при линейном возрастании лазерного тока от 23 до 75 мА наблюдается 74 резонанса интерферометра-1 (FSR = 1.38 ГГц) и три резонанса интерферометра-2 (FSR = 50 ГГц). При этом картины резонансов (особенно интерферометра-2) не содержат каких-либо скачкообразных изменений, что свидетельствует о непрерывности перестройки ДЛКВР в интервале частот примерно до 100 ГГц. Повышение амплитуды резонансов на рис. 1б с током накачки вызвано ростом выходной лазерной мощности, а заметное сгущение картины резонансов в области больших токов говорит о нелинейном характере токовой перестройки диодного лазера. По форме резонансов интерферометра-1, записанных при небольшой амплитуде сканирования лазерного тока, установлено, что ширина линии генерации ДЛКВР не превышала примерно 70 МГц.

На рис. 2 представлена часть эмиссионного спектра криптона, зарегистрированная с помощью спектрометра AvaSpec-3648 в излучении

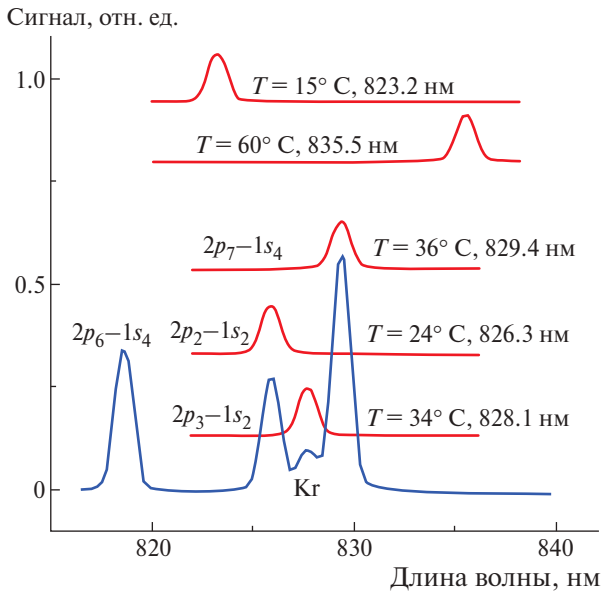


Рис. 2. Эмиссионный спектр криптона и спектры излучения ДЛКВР. Переходы, соответствующие наблюдаемым линиям, обозначены в системе Пашена. Два верхних спектра определяют перекрываемый лазером спектральный интервал, а три нижних — настройку ДЛКВР на линии Kr.

разрядной ячейки. На спектр Kr наложены пять спектров излучения ДЛКВР, которые были записаны при различных температурах излучателя и токе накачки около 50 мА. Лазерные спектры в верхней части рис.2, полученные при минимальной $T_{min} = 15$ °C (точка росы) и максимальной $T_{max} = 60$ °C (определена производителем) температурах излучателя, демонстрируют доступный спектральный интервал величиной $\Delta\lambda = 12.3$ нм, центрированный на 829 нм. Вычисленный по данным рис. 2 коэффициент дискретной температурной перестройки диодного лазера равен $\partial\lambda/\partial T = 0.27$ нм/°C, что согласуется с паспортным значением 0.23 нм/°C. Настройки ДЛКВР на три линии Kr, которые попадают в перекрываемый спектральный диапазон, демонстрируют лазерные спектры на рис. 2 и сигналы на рис. 3, пропорциональные интенсивности лазерного пучка, прошедшего через разрядную трубку.

Одновременное наблюдение линии поглощения Kr и резонансов интерферометра удобно использовать для определения токового или температурного коэффициентов непрерывной перестройки диодного лазера. Результаты подобных измерений при токовой перестройке лазерной частоты показаны на рис. 4. При постоянной составляющей тока накачки 52.7 мА линия Kr оказывается смещенной влево на 29.7 ГГц (рис. 4а). При уменьшении постоянной составляющей тока до 39.5 мА сдвиг наблюдаемой линии поглощения сокращается до 3.45 ГГц (рис. 4б). Вычисленный по данным рис. 4 коэффициент непрерывной токовой перестройки равен 2 ГГц/мА. Аналогичным образом при изменении с помощью элемента Пельтье температуры ДЛ-излучателя на ΔT~1°C установлено, что коэффициент непрерывной температурной перестройки составляет 24 ГГц/°C. Эта величина оказалась в 5 раз меньше значения 0.27 нм/°C, определенного по данным рис. 2, что объясняется вкладами от переключений мод в интервал дискретной спектральной перестройки при изменении температуры диодного лазера на ΔT~45°C.

Сравним характеристики ДЛКВР с внешним тандемным отражателем и параметры коммерческих диодных лазеров с протяженными внешними резонаторами, применяемыми в спектроскопических исследованиях. В работе [6] сообщалось о Vortex 6015 (New Focus), который обеспечивал непрерывную перестройку излучения с длиной волны 772 нм в области 90 ГГц при ширине лазерной линии менее 100 МГц. Для наблюдения линии Ar с длиной волны 811.5 нм в работе [7] использовался DL-100 (Toptica) с диапазоном непрерывной перестройки 24 ГГц и шириной линии около 10 МГц. Необходимо также отметить, что ДЛКВР с тандемным отражателем был апробирован нами с другими типами диодных лазеров с квантовыми ямами. В работе [5] ДЛ-излучатель L808P030 (Thorlabs), снабженный резонансным отражателем, был использован для спектроскопии линий аргона с длиной волны 811 нм. Здесь

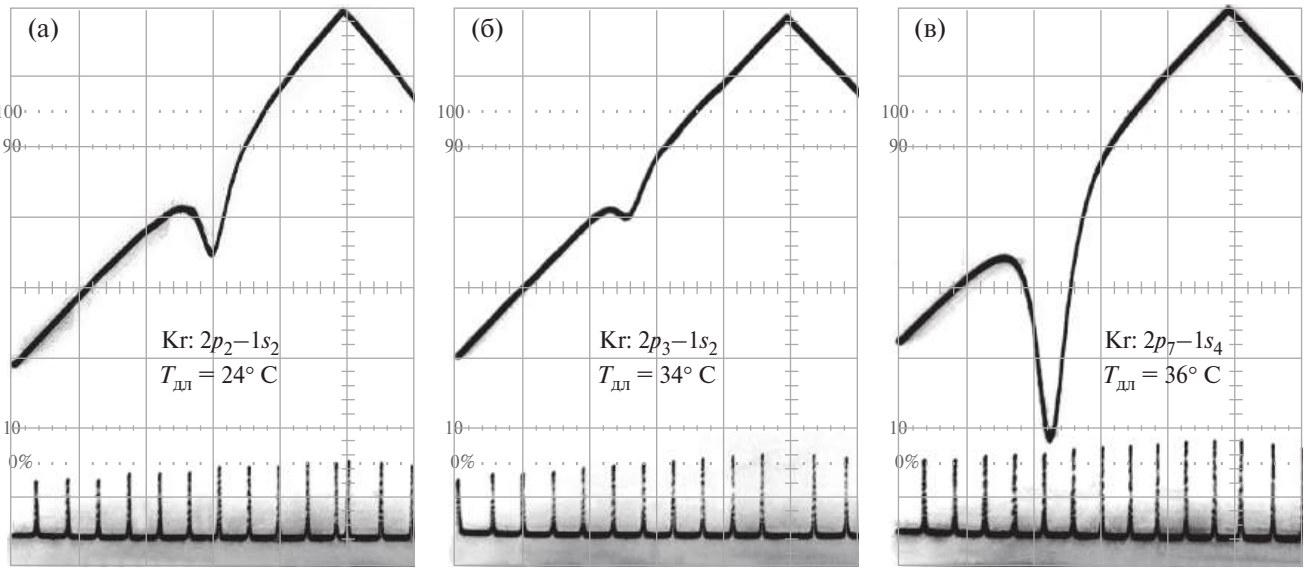


Рис. 3. Точная настройка ДЛВКР на линии Kr: **а** — 826.3 нм, **б** — 828.1 нм, **в** — 829.4 нм. Температуры лазера соответствуют данным рис. 2 в зависимости от линии Kr. Постоянные составляющие тока накачки устанавливались в интервале 30–60 мА. Внизу показаны резонансы интерферометра-1 (FSR = 1.38 ГГц).

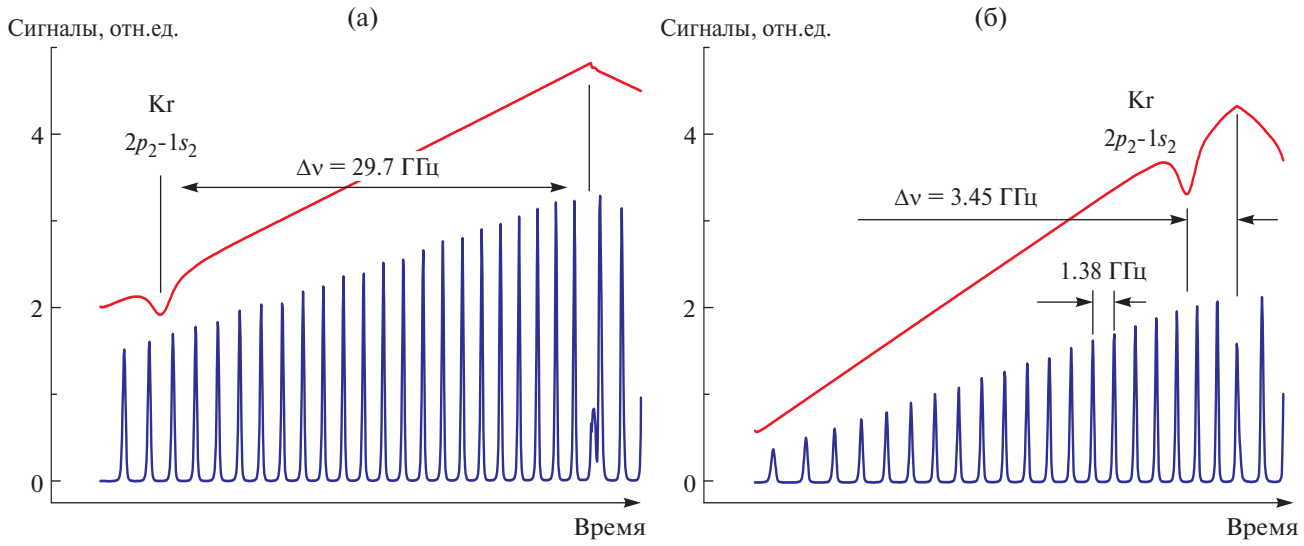


Рис. 4. Определение коэффициента токовой перестройки лазерной частоты. Верхний сигнал показывает положение линии криптона, а нижний сигнал соответствует резонансам интерферометра-1. При измерениях температура корпуса лазера (T = 23.5 ºC) и амплитуда сканирования тока накачки (ΔI = 14 мА) не изменялись, а постоянная составляющая лазерного тока устанавливалась равной 52.7 мА (**а**) и 39.5 мА (**б**).

дискретный интервал перестройки составил 3 нм при изменении лазерной температуры на 20°C, диапазон непрерывной перестройки достигал 36 ГГц, а ширина лазерной линии была на уровне 50 МГц. В работе [8] с помощью ДЛКВР на основе лазера HL6362MG (Hitachi) измерены коэффициенты столкновительного уширения и сдвига для линии неона с длиной волны 640.3 нм. Этот излучатель обеспечивал непрерывную перестройку в области 30 ГГц при изменении тока накачки и ширину лазерной линии около 50 МГц. В работе [9] ДЛКВР с излучателем ELD83NPT50 (Roithner Lasertechnik) использован для наблюдения линий поглощения H_2O в комбинационной полосе (0,0,0–2,1,1) около 830 нм. В этом случае достигнуты непрерывная токовая перестройка лазерной частоты в области 100 ГГц и дискретная температурная перестройка излучаемой длины волны при 7.6 нм при ширине линии генерации около 200 МГц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе представлена простая в реализации конфигурация короткого тандемного внешнего резонатора, обеспечивающая одночастотный режим генерации квантово-размерных диодных лазеров с широкой полосой оптического усиления. По нашему мнению, подобные ДЛКВР вполне могут конкурировать с коммерческими диодными лазерами с протяженными внешними резонаторами при исследовании спектральных линий, ограниченных доплеровским уширением, когда важен большой интервал непрерывной перестройки при умеренных требованиях к ширине лазерной линии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zybin A., Niemax K.* // Spectrochim. Acta Part B. 1997. V. 52(8). P. 1215. https://doi.org/10.1016/S0584-8547(97)00013-X
2. *Woodworth S.C., Cassidy D.T., Hamp M.J.* // Appl. Opt. 2001. V. 40(36). P. 6719. https://doi.org/10.1364/AO.40.006719
3. *Jennings D. E.* //Appl. Opt. 1980. V. 19(1). P. 2. https://doi.org/10.1364/AO.19.000002
4. *Sidorin Y., Karioja P., Blomberg M.* // Optics Commun. 1999. V. 164(1-3). P. 121. https://doi.org/10.1016/S0030-4018(99)00166-2
5. *Chernyshov, A.K., Mikheyev, P.A., Lunev, N.N., Azyazov, V.N.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 999(1). P. 012010. https://doi.org/10.1088/1742-6596/999/1/012010
6. *Leiweke R.J., Ganguly B.N.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 113(14). P. 143302 https://doi.org/10.1063/1.4800556
7. *Niermann B., Böke M., Sadeghi N., Winter J.* // Eur. Phys. J. D. 2010. V. 60. P. 489. https://doi.org/10.1140/epjd/e2010-00166-8
8. *Chernyshov A.K., Mikheyev P.A., Ufimtsev N.I.* // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2021. V 258. P. 107368. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2020.107368
9. *Чернышов А.К., Воронцова Е.А.* // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2013. Т. 15(6). С. 135.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 91–99

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 538.9.,548.5.

НОВАЯ ГЕРМЕТИЧНАЯ ЯЧЕЙКА С МИКРОЛИТРОВЫМИ ПОЛОСТЯМИ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СТРУКТУРЫ РАСТВОРОВ МЕТОДОМ МАЛОУГЛОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

© 2024 г. К. Б. Ильина[a,b], П. В. Конарев[a,b], А. Е. Суханов[a,b,*], В. В. Волков[a,b], М. А. Марченкова[a,b], Г. С. Петерс[b], Ю. В. Писаревский[a,b], В. А. Шишков[a,b]

[a]Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук Федеральный научно-исследовательский центр "Кристаллография и фотоника" Россия, 119333, Москва, Ленинский проспект, 59
[b]Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
**sukhanov.ae15@physics.msu.ru*

Поступила в редакцию 23.08.2023 г.
После доработки 20.09.2023 г.
Принята к публикации 20.11.2023 г.

Разработана и испытана ячейка для образцов с повышенной по сравнению со стандартными кварцевыми капиллярами эффективностью для исследования структуры растворов методом малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР). Круглое сечение стандартного кварцевого капилляра приводит к уменьшению эффективной апертуры и появлению дополнительного паразитного рассеяния. Особенностью конструкции ячейки является наличие плоскопараллельных рентгенопрозрачных окон, обеспечивающих значительное улучшение соотношения сигнал/шум данных МУРР по сравнению с данными, полученными при использовании стандартных импортных капилляров. Конструкция ячейки включает по крайней мере две одинаковые микролитровые полости для образцов, что позволяет в одном эксперименте сравнить измеряемый объект с эталонным раствором или использовать растворы с различными химическими составами (в том числе концентрациями). Проведены тестовые измерения для стандартного капилляра и предлагаемой ячейки, показавшие существенно более изотропную картину рассеяния при использовании ячейки. Ее преимуществами являются конструкция с возможностью многократного использования ячейки и замена импортных изделий (кварцевых капилляров). Ячейка успешно испытана для изучения кристаллизационных растворов дигидрофосфата калия и белка лизоцима при различных температурах.

DOI: 10.31857/S0032816224030122 **EDN:** OUXOGR

1. ВВЕДЕНИЕ

Как правило, измерения методом малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР) проводятся с использованием в качестве измерительной ячейки проточных [1] или закрытых с одного конца [2] кварцевых капилляров, которые производятся за рубежом. При горизонтальном расположении капилляра его верхняя и нижняя стенки работают как элементы рентгеновской оптики с отрицательным показателем преломления и эффектом полного внешнего отражения рассеянного в воздухе излучения. В результате детектор концентрирует в вертикальном направлении слабый ореол рассеянного в воздухе излучения, а в горизонтальном направлении этот эффект занимает больший угловой диапазон. Таким образом, цилиндрический капилляр приводит к анизометричной картине рассеяния,

измеряемой двумерным детектором. Кюветы с плоскопараллельными стенками свободны от этих нежелательных эффектов. Кроме того, при использовании одноразовых (непроточных) капилляров для исследований требуется большое их количество. Использование многоразовых кювет позволит сократить расход одноразовых материалов. Плоские ячейки позволяют работать с большими сечениями пучка, что иногда требуется для радиационно-чувствительных образцов. Кроме того, они позволяют легко контролировать толщину образца, что очень важно для сильно поглощающих объектов. На различных зарубежных синхротронах было разработано несколько типов плоских ячеек [3–8]. Однако все эти разработки имели недостатки: в случае разработки ячейки для станции БиоМУР [8] проблема заключалась в хрупкости тонкого кварцевого окна. В случае других ячеек [3–7] существует ограничение, связанное с тем, что они имеют одну полость. А для проведения серии измерений для различных образцов необходимо иметь несколько подобных ячеек. Предлагаемая плоская ячейка имеет по крайней мере две полости, что более удобно для пользователей и не требует наличия нескольких ячеек. Кроме всего прочего, в других работах не рассматривались особенности двумерного профиля сечения пучка, который представлен в данной работе.

В настоящей работе описывается разработанная конструкция ячейки для исследований структуры растворов методом МУРР. Для демонстрации возможностей предложенной ячейки было проведено сравнение уровня сигнала в данных МУРР от белка лизоцима с использованием ячейки и в стандартном кварцевом капилляре, а также были выполнены расширенные исследования структуры ненасыщенных и пересыщенных растворов KH_2PO_4 и образование кластеров-прекурсоров при росте кристаллов тетрагональной сингонии. Ранее структура растворов и образование кластеров-прекурсоров при росте кристаллов KH_2PO_4 были исследованы методом МУРР с использованием стандартных кварцевых капилляров для нескольких значений пересыщения [8]. В данной работе структура ненасыщенных и пересыщенных растворов KH_2PO_4 была исследована более детально с использованием ячейки с плоскопараллельными окнами, что позволило существенно улучшить качество сигнала в данных МУРР и повысить надежность результатов анализа.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

2.1. Материалы и изготовление ячейки

При изготовлении ячейки было необходимо учесть несколько важных условий: материал окон должен был быть прозрачен для рентгеновского излучения, так чтобы избежать избыточного поглощения, а также вкладов паразитного рассеяния; материалы резервуара должны были быть химически стойкими к воздействию различных композиций растворов, а также устойчивыми к изменению температуры.

Ячейка представляет собой многослойную структуру. С внешних сторон располагаются пластины из стали с отверстиями для прохождения рентгеновского излучения (рис. 1). Между пластинами располагается пленка из слюды, которая закрывает отверстия и служит рентгенопрозрачными окнами ячейки. Толщина слюдяных пленок составляла 30 мкм, пластины изготовлены по ГОСТ 13750-88, марка СОВ. Материал окон был выбран ранее по результатам исследования различных материалов [2]. Также слюда является химически инертным материалом [9] и выдерживает воздействие высоких температур [10].

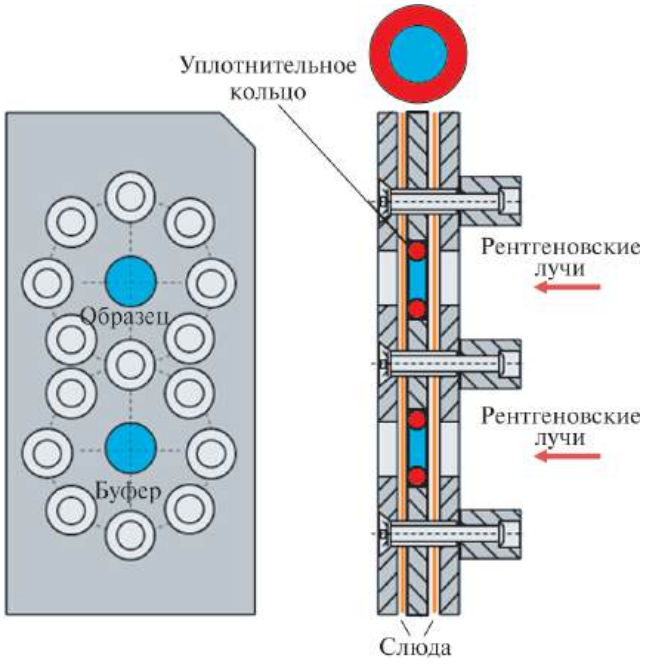


Рис. 1. Ячейка с плоскопараллельными окнами, состоящая из стальных пластин со сквозными отверстиями для прохождения рентгеновского излучения, рентгенопрозрачных окон из слюды, уплотнительных колец, обеспечивающих герметичность конструкции и защиту образца от контакта с металлом, и винтов, соединяющих всю конструкцию.

Между двумя слюдяными пленками располагается еще одна стальная пластина, высота этой пластины создает необходимую высоту резервуара образца. В резервуарах располагаются уплотнительные кольца из фторкаучука с внутренним диаметром 4 мм, внешним диаметром 6 мм, толщиной 1.4±0.1 мм (004-006-14 ГОСТ 9833-73), которые позволяют герметизировать резервуар с образцом и скомпенсировать давление пластины, а также минимизировать контакт образцов с металлическими пластинами. Все части ячейки скрепляются равномерно расположенными винтами.

Ячейка состоит из двух резервуаров объемом примерно 18 мкл: один для образца, другой для растворителя образца. Такая конфигурация позволяет загрузить и исследовать за один раз и образец, и растворитель, что экономит время по сравнению с необходимым при последовательной загрузке.

Загрузка образца осуществляется в разобранной ячейке с помощью микропипеток. После загрузки образца и растворителя ячейка собирается и помещается в термостатируемый держатель, конструкция которого описана в работе [11]. Термостатирование образца при этом происходит за счет циркуляции жидкости, подаваемой термостатом JulaboFP-89HL, по каналам внутри латунной шайбы с обратной стороны держателя.

2.2. Материалы и подготовка образцов

Для приготовления исследуемых растворов использовались кристаллы KH_2PO_4 (CAS # 7778-77-0) высокой чистоты, которые растворялись в ультрачистой воде Millipore (сопротивление воды 18 МОм·см). Концентрация раствора составляла 501 мг/мл, при данной концентрации раствор является насыщенным при температуре 60°C. Раствор KH_2PO_4 нагревался и выдерживался при температуре 90°C до полного растворения кристаллов. После полного растворения исследуемый раствор загружался в ячейку, в которой и происходили дальнейшие измерения образца. Для того чтобы избежать повторной кристаллизации вследствие изменения температуры в процессе загрузки раствора в капилляр, образец в капилляре выдерживался в термостатируемом держателе при температуре 90°C в течение 1 ч. Затем температура образца плавно снижалась до необходимого значения.

Для приготовления образцов использовался очищенный лизоцим из куриного яйца (HEWL) фирмы Sigma (CAS # 12650-88-3) без дополнительной очистки и хлорид натрия с высоким классом чистоты фирмы Helicon (CAS # 7647-14-5) в качестве осадителя. В качестве растворителя была использована протонированная ультрачистая вода Millipore (с сопротивлением 18 МОм·см. Лизоцим и хлорид натрия растворялись в натрий-ацетатном буфере 0.2 М (далее буфер) фирмы Helicon (CAS # 6131-90-4) с pH = 4.5. Все растворы фильтровались с помощью мембранных шприцевых фильтров Millex с размером пор 0.22 мкм, а раствор белка выдерживался в центрифуге с частотой 10000 об./мин в течение 10 мин. Концентрация белка в растворе 80 мг/мл, а хлорида натрия 50 мг/мл. Белок с осадителем смешивался в соотношении 1:1, концентрация белка и осадителя в исследуемых растворах составляла 40 и 25 мг/мл соответственно.

2.3. Методика МУРР-измерений

Измерения МУРР растворов KH_2PO_4 и лизоцима с использованием кварцевых капилляров с внешним диаметром 2 мм и ячейки осуществлялись на станции “БиоМУР” Курчатовского источника синхротронного излучения второго поколения (НИЦ “Курчатовский институт”) [2, 12]. Применялось монохроматическое излучение с длиной волны 0.1445 нм (энергия излучения 8.5 кэВ), для регистрации сигнала использовался двумерный пиксельный детектор Pilatus3 1M (Dectris, Швейцария). Расстояние образец–детектор составляло 700 мм, что соответствовало угловому диапазону вектора рассеяния $s = 1.0–6.0$ нм$^{-1}$, где $s = 4\pi\sin(\theta)/\lambda$, 2θ — угол рассеяния, λ — длина волны рентгеновского излучения. Поток фотонов на образце $1.86 \cdot 10^{10}$ фот./с, размер сфокусированного пучка на детекторе 0.48×0.26 мм^2 по полуширине, 1.7×1.2 мм^2 — полный.

2.4. Методика обработки данных МУРР

Первичная обработка экспериментальных малоугловых данных (радиальное усреднение) проводилась с помощью программы FIT2D [13]. С использованием программы PRIMUS [14] из кривых рассеяния для растворов KH_2PO_4 и лизоцима вычиталось рассеяние для раствора растворителя. Средний радиус инерции частиц R_g оценивался по приближению Гинье [15] и с помощью непрямого фурье-преобразования программой GNOM [16].

Интенсивность рассеяния в многокомпонентной системе (в случае разбавленного раствора) может быть представлена в виде линейной комбинации рассеяния на ее компонентах в следующем виде:

$$I(s) = \sum_{k=1}^{N} v_k I_k(s), \qquad (1)$$

где N — количество компонентов системы, v_k и $I_k(s)$ — относительная объемная доля и интенсивность k-го компонента соответственно.

Для определения объемных долей кластеров-прекурсоров раствора KH_2PO_4 использовалась программа OLIGOMER [14]. Кристаллографические модели олигомерных кластеров KH_2PO_4 были построены по методике, описанной в работе [17]. Расчет теоретических кривых олигомерных компонентов проводился с помощью программы CRYSOL [18].

Качество приближения оценивалось с помощью минимизации невязки χ^2 между экспериментальными данными и рассчитанными модельными приближениями по следующей формуле:

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1}\sum_j \left[\frac{I(s_j) - cI_{\text{calc}}(s_j)}{\sigma(s_j)}\right]^2, \qquad (2)$$

где N — число экспериментальных точек, c — масштабирующий коэффициент, $I_{\text{calc}}(s)$ и $s(s_j)$ — рассчитанная интенсивность и ошибка экспериментальной интенсивности соответственно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Особенностью метода МУРР является то, что результирующая картина рассеяния на детекторе включает в себя вклад от всех рассеивающих неоднородностей электронной плотности, имеющихся на пути к нему от источника излучения. Попадая на держатель, излучение частично поглощается капилляром и рассеивается далее им же, а также присутствующим внутри раствором образца (что и дает полезный сигнал для дальнейшей обработки), а частично из-за особенностей строения капилляра верхняя и нижняя стенки капилляра работают как элементы рентгеновской оптики, излучение рассеивается еще сильнее и оставляет заметную “тень” на детекторе (рис. 2).

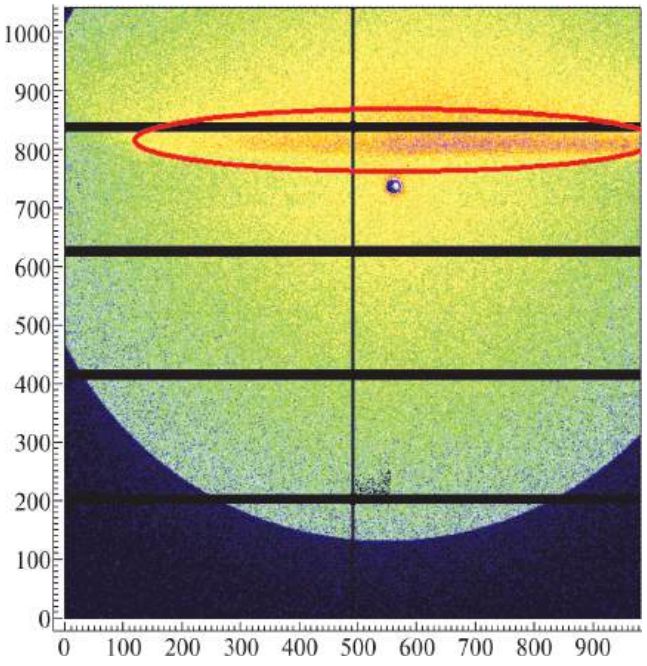


Рис. 2. Рентгенограмма рассеяния от пустого капилляра. Красным выделена засвеченная область от излучения, прошедшего мимо и сквозь стенки капилляра. Для усиления эффекта пучок слегка смещен по вертикали относительно оси капилляра.

Также использование капилляров приводит к тому, что волновой фронт пучка рентгеновского излучения, размеры которого в силу большого эмиттанса на Курчатовском источнике синхротронного излучения с учетом расстояния монохроматора до источника 24 м не могут быть меньше, чем 300–350 мкм FWHM в вертикальном измерении, искажается сферичностью стенок капилляра, которая при отношении диаметра капилляра к размеру пучка менее 10 может приводить к заметным погрешностям при проведении экспериментов. В этом случае проведение полноценного интегрирования двумерной картины рассеяния по всей рабочей области детектора становится невозможным. Необходимо интегрировать рентгенограмму отдельно в областях внутри капилляра и вне капилляра, при этом исключив из рассмотрения области с наличием “тени”, а затем сшивать две полученные кривые по области общих углов рассеяния. Данное обстоятельство существенно снижает отношение сигнал/шум в данных МУРР, кроме того, сшитая кривая может содержать резкие изменения в уровнях шума при переходе от одной области интегрирования к другой.

С целью минимизации возникновения артефактов на рентгенограмме и улучшения каче-

ства экспериментальных данных МУРР была сконструирована ячейка с плоскопараллельными окнами.

Для сравнения качества данных МУРР, полученных в ячейке с плоскими окнами и в кварцевом капилляре, были проведены тестовые измерения лизоцима. На рис. 3. представлены двумерные рентгенограммы растворов лизоцима в капилляре (а) и в ячейке (б).

Наличие теневых областей на рентгенограмме при проведении экспериментов в капилляре приводит к тому, что для интегрирования без искажения конечной кривой МУРР остается доступной только область внутри капилляра (показана красным на рис. 3а). Попытки интегрирования в более широкой области приводят к тому, что вклад в интенсивность кривой МУРР начинают давать также эти теневые области, и это приводит к искажению сигнала.

При использовании ячейки с плоскопараллельными стенками удалось полностью устранить все вышеперечисленные недостатки и получить изотропную картину рассеяния (рис. 3б). Таким образом, проводить интегрирование стало можно по всей рабочей области детектора, и это на порядок и более увеличило регистрируемую интенсивность рассеяния. Влияние нерабочих промежутков детектора в таком случае сводится к нулю, поскольку практически всем неактивным точкам (пикселям) детектора, соответствующим нулевой интенсивности в каком-то конкретном угле рассеяния, будет соответствовать также и полезный сигнал при другом азимуте интегрирования, причем число таких азимутов будет значительно превышать число “пустых” азимутов.

На рис. 4 показаны кривые МУРР от растворов лизоцима, полученные с использованием капилляра и ячейки.

На основе полученных данных для лизоцима с концентрацией 40 мг/мл была проведена оценка общего уровня шума полученных кривых МУРР методом наименьших квадратов. Отношение среднеквадратичных отклонений к максимуму интенсивности рассеяния в капилляре при использовании интегрирования только внутри капилляра (красная область на рис. 3а) составило $(1.31\pm0.14)\cdot10^{-1}$, при использовании интегрированной сшивки данных — $(1.57\pm0.19)\cdot10^{-2}$. При использовании ячейки с плоскопараллельными окнами отношение среднеквадратичных отклонений к максимуму интенсивности рассеяния (без интегрированной сшивки) составило $(8.45\pm0.55)\cdot10^{-3}$.

При использовании ячейки с плоскопараллельными окнами кривые МУРР стали

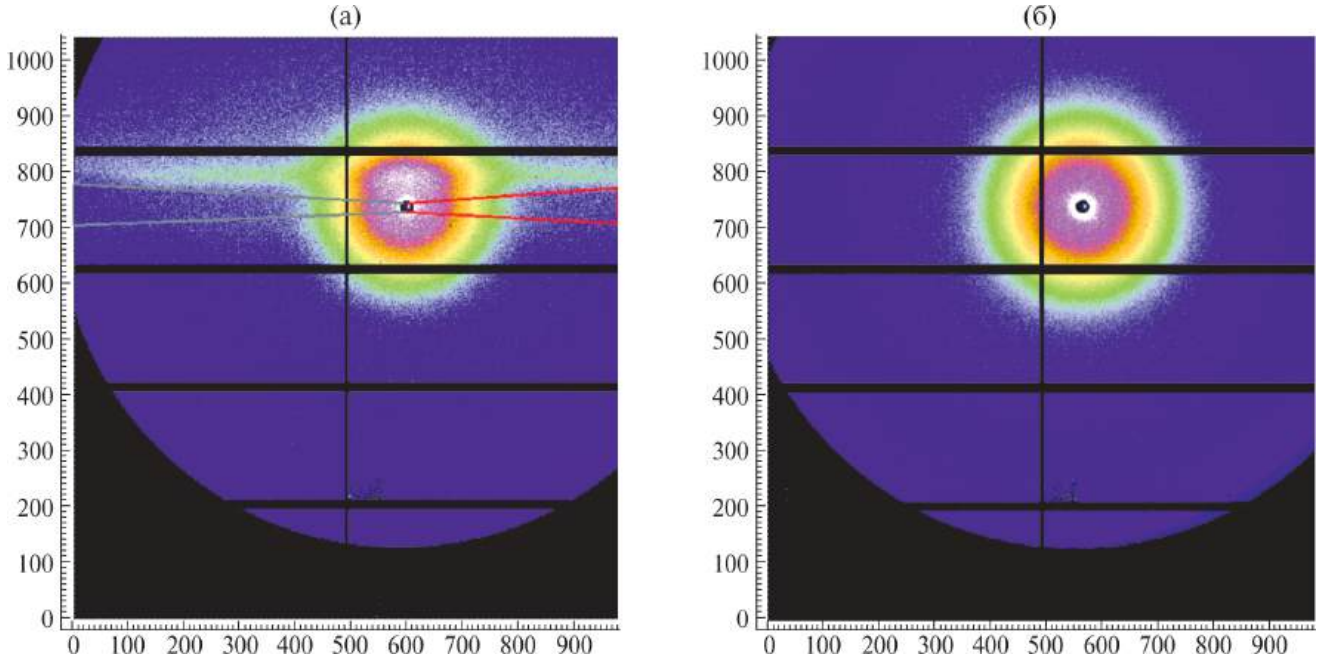


Рис. 3. Двумерные картины рассеяния растворов лизоцима с концентрацией 40 мг/мл в капилляре (**а**) и в ячейке с плоскопараллельными окнами (**б**). Красным выделена область интегрирования, не содержащая артефактов по всем углам рассеяния, серым — возможное расширение области интегрирования, оказавшееся нецелесообразным ввиду наличия нерабочего промежутка между регистрирующими блоками детектора.

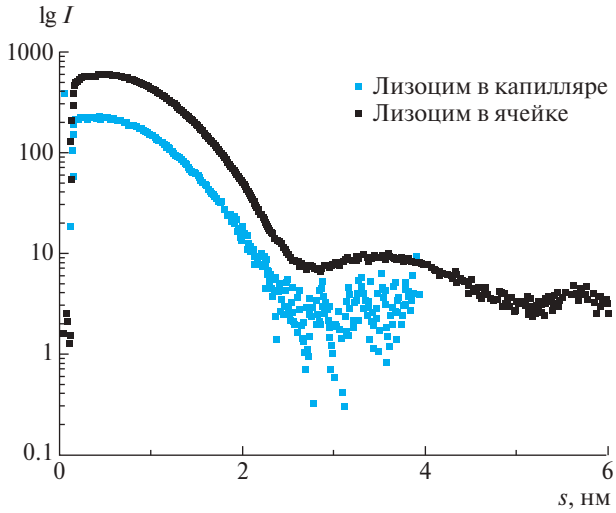


Рис. 4. Кривые МУРР растворов лизоцима с концентрацией 40 мг/мл. Время экспозиции составляло 300 с.

значительно менее шумными по сравнению с капилляром за счет возможности проведения интегрирования по всей области детектора и, соответственно, роста диапазона доступных азимутальных углов.

Использование ячейки для слабо рассеивающих и сильно поглощающих образцов должно существенно повысить качество данных и результат обработки. Для оценки улучшения качества данных при использовании ячейки по сравнению с данными при использовании капилляра было проведено измерение насыщенных и ненасыщенных растворов KH_2PO_4 (KDP). Измерения раствора KDP с концентрацией 501 мг/мл проводились, начиная с температуры 90°C, при такой температуре раствор является ненасыщенным. Далее температура снижалась, и при достижении температуры 60°C раствор становился насыщенным, дальнейшее понижение температуры продолжалось до температуры 2.5°C.

На рис. 5а представлено сравнение экспериментальных кривых МУРР в растворах KDP в капилляре и в ячейке.

Уровень шума экспериментальных данных МУРР раствора KDP, как и в случае с раствором лизоцима, также оказывается значительно ниже при использовании ячейки по сравнению со стандартным кварцевым капилляром. Увеличение области интегрирования данных с детектора при использовании ячейки позволяет существенно улучшить качество кривых МУРР даже для слабо рассеивающих и сильно поглощающих образцов.

Конструкция ячейки с плоскопараллельными окнами была герметична на всем протяжении

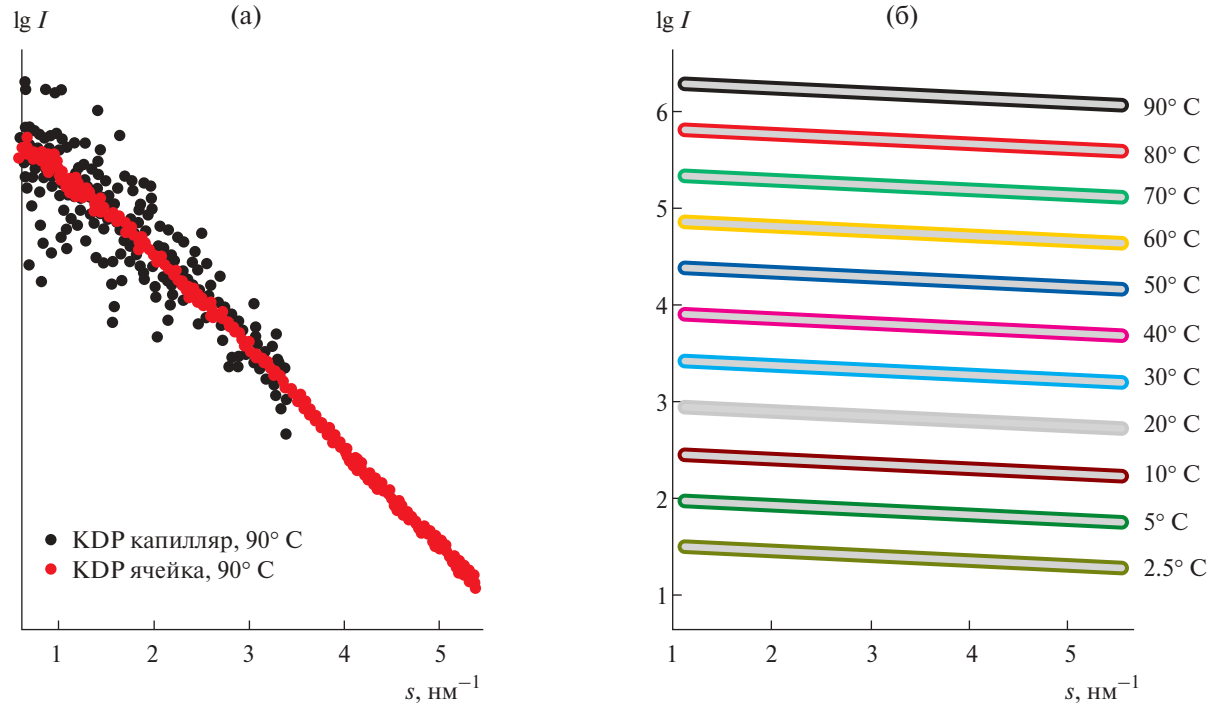


Рис. 5. Экспериментальные кривые МУРР для раствора KDP в капилляре (черная) и ячейке с плоскопараллельными окнами (красная) при температуре 90°C (**а**). Экспериментальные и рассчитанные программой OLIGOMER модельные кривые МУРР для раствора KDP показаны при температурах от 90 до 2.5°C (**б**). Кривые смещены по вертикали для лучшей визуализации.

эксперимента при высоких и низких температурах. Тепловое расширение элементов ячейки при изменении температуры не повлияло ни на герметичность, ни на качество экспериментальных данных МУРР.

В растворе KDP при переходе из ненасыщенного состояния в пересыщенное с образованием кристаллов тетрагональной сингонии образуются кластеры-прекурсоры, как было показано в работах [17, 19]. В работе [19] был исследован раствор KDP с концентрацией 335 мг/мл, что соответствует температуре насыщения 40°C. При увеличении в растворе концентрации KDP заметно увеличивается поглощение, что ухудшает качество сигнала экспериментальных данных МУРР. Поэтому исследование образования кластеров-прекурсоров в растворе KDP с концентрацией 501 мг/мл, формирующихся при кристаллизации, было проведено с использованием ячейки.

Малоугловые измерения проводились в диапазоне температур от 90 до 2.5°C. Экспериментальные данные МУРР обрабатывались программой OLIGOMER с использованием моделей кластеров-прекурсоров (мономер, димер, тетрамер, октамер) [8]. Экспериментальные данные и наилучшие приближения представлены на рис. 5б. Рассчитанные кривые МУРР для растворов KDP совпадают с экспериментальными данными во всем угловом диапазоне,

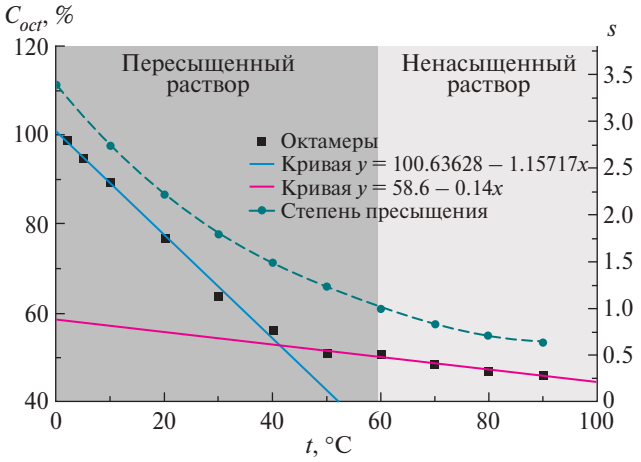


Рис. 6. Зависимость объемных долей октамеров KDP (C_{oct}) от температуры (черные точки), линейное приближение участков температур 90–50°C (розовая кривая) и 40–2.5°C (синяя кривая), а также степень пересыщения (s) раствора KDP (зеленая штриховая кривая).

значения невязки χ^2 не превышают 1.3 (табл. 1). В результате обработки были определены объемные доли кластеров-прекурсов, образующихся в растворе KDP при формировании кристаллов тетрагональной сингонии.

Значение радиуса инерции R_g увеличивается при понижении температуры, что свидетельствует об увеличении средних размеров частиц в растворе KDP. В результате обработки программой OLIGOMER мы наблюдаем постоян-

Таблица 1. Объемные доли кластеров, качество приближения экспериментальных данных смесью кластеров χ^2 и радиусы инерции R_g, рассчитанные по начальному участку кривых, для растворов KDP при изменении температуры

T,°C	Доля мономеров, %	Доля октамеров, %	R_g, Å	χ^2
2	1.0	99.0	3.70	1.28
5	5.0	95.0	3.68	1.26
10	11.0	89.0	3.59	1.14
20	23.0	77.0	3.49	1.08
30	36.0	64.0	3.39	1.15
40	44.0	56.0	3.34	1.09
50	49.0	51.0	3.30	1.11
60	49.0	51.0	3.29	1.04
70	51.0	49.0	3.27	1.09
80	53.0	47.0	3.23	1.05
90	54.0	46.0	3.22	1.03

ное увеличение объемной доли кластеров-прекурсоров октамеров с 50 до 99% при понижении температуры. Кроме того, при переходе из ненасыщенного в пересыщенное состояние меняется характер увеличения содержания октамеров (рис. 6).

Рост содержания октамеров более медленный на участке температур от 90 до 50°C (он описывается линейной функцией $y = 58.6 - 0.14x$) по сравнению с участком от 40 до 2.5°C, где содержание октамеров возрастает значительно быстрее. На данном участке зависимость описывается линейной функцией $y = 100.63628 - 1.15717x$. Раствор KDP с концентрацией 501 мг/мл является насыщенным при температуре 60°C [20]. Из пересыщенных растворов KDP происходит рост тетрагональных кристаллов. Концентрация октамеров начинает быстрее возрастать при переходе от насыщенного к пересыщенному раствору, начиная со степени пересыщения $s = 1.5$, где и должен происходить рост кристаллов. Данное значение пересыщения соответствует температуре 40°C. Такое поведение октамеров хорошо соответствует именно поведению кристаллообразующих кластеров при возникновении благоприятных условий для их роста. В противном случае мы бы наблюдали плавное увеличение концентрации октамеров, соответствующее изменению степени пересыщения.

4. ВЫВОДЫ

Разработана ячейка для структурных исследований растворов с помощью метода МУРР. Представленная плоская ячейка имеет по крайней мере две полости, что является преимуществом перед другими конструкциями синхротронных ячеек с одной полостью для образца [3–8]. В данной работе показано, что двумерный профиль пучка в случае его большого сечения имеет изотропный фон рассеяния по сравнению с капиллярами. Существующая конструкция позволяет легко увеличивать число полостей в два раза, что позволит дополнительно оптимизировать время эксперимента в сравнении с импортными разработками. Кроме того, имеется возможность уменьшить площадь (и соответственно объем) полости в случае высокоинтенсивных синхротронных источников третьего-четвертого поколений с малыми размерами пучка, что особенно важно при исследовании дорогостоящих образцов объемом в несколько мкл.

Экспериментально показано, что при использовании ячейки с плоскопараллельными окнами удалось избежать наличия анизотропии на двумерной картине рассеяния, как в случае использования капилляра, улучшить качество экспериментальных данных МУРР без необходимости усложнения процедуры обработки данных и снизить уровень шума на два порядка по сравнению с использованием капилляра. Конструкция ячейки позволяет использовать ее многократно, что значительно выгоднее с экономической и экологической сторон по сравнению с использованием одноразовых (непроточных) капилляров.

Особенно важно, что использование ячейки улучшило качество данных МУРР для сильно поглощающих и слабо рассеивающих образцов. Это позволило эффективно использовать ее не только для исследования образования кластеров-прекурсоров в водном растворе белка лизоцима с добавлением хлорида натрия в качестве осадителя, но и в сильно поглощающем водном растворе KDP при росте тетрагональных кристаллов. Ранее при измерениях МУРР в случае раствора дигидрофосфата калия в кварцевом капилляре [16] данные были существенно хуже по соотношению сигнал/шум, что приводило к нестабильным результатам обработки экспериментальных данных, тогда как данные, полученные с использованием ячейки, однозначно указывают на присутствие именно октамеров в пересыщенном растворе KDP.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН в части создания ячейки, проведения экспериментов по KDP, обработки и анализа данных, а также поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (номер проекта 19-29-12042 мк) в части разработки ячейки, проведения экспериментов с лизоцимом и обработки и анализа данных.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Round, A., Felisaz F., Fodinger L., Gobbo A., Huet J., Villard C., Blanchet C.E., Pernot P., McSweeney S., Roessle M., Svergun D.I., Cipriani F.* // Acta Crystallogr. Sect. D Biol. Crystallogr. International Union of Crystallography. 2015. V. 71. P. 67. DOI: 10.1107/S1399004714026959
2. *Peters G.S., Zakharchenko O.A., Konarev P.V., Karmazikov Y.V., Smirnov M.A., Zabelin A.V., Mukhamedzhanov E.H., Veligzhanin A.A., Blagov A.E., Kovalchuk M.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2019. V. 945. P. 162616. DOI: 10.1016/j.nima.2019.162616
3. *Hassan M., Agraval S., Woolley M., Clarke S.M., Osundare A., Craske D., Lindsay R., Smith A., Snow T., Zinn T., Terrill N.* // Rev. Sci. Instrum. 2023. V. 94. № 4. P. 043701. DOI: 10.1063/5.0146013
4. *Edwards-Gayle C.J.C., Khunti N., Hamley I.W., Inoue K., Cowieson N., Rambo R.* // J. Synchtrotron Radiat. 2021. V. 28. P. 318. DOI: /10.1107/S1600577520013831
5. *Kirby N.M., Mudie S.T., Hawley A.M., Cookson D.J., Mertens H.D.T., Cowieson N., Samardzic-Boban V.* // J. Appl. Crystallogr. 2013. V. 46. P. 1670. DOI: 10.1107/S002188981302774X
6. *Cavalcanti L.P., Torriani I.L., Plivelic T.S., Oliveira C.L.P., Kellermann G., Neuenschwander R.* // Rev.Sci. Intstrum.. 2004. V. 75. № 11. P. 4541. DOI: 10.1063/1.1804956
7. *Dubuisson J.-M., Decamps T., Vachette P.* // J. Appl. Crystallogr. 1997. V. 30. P. 49. DOI: 10.1107/S002188989600876X
8. *Popov A.M., Boikova A.S., Vkov V.V., D'yakova Yu.A., Il'ina K.B., Konarev P.V., Marchenkova M.A., Peters G.S., Pisarevskii Yu.V., Koval'chuk M.V.* // Crystallogr. Rep. 2018. V. 63. № 5. P. 713. DOI: 10.1134/S1063774518050231
9. *Israelachvili J.N., Alcantar N.A., Maeda N., Mates T.E., Ruths M.* // Langmuir. 2004. V. 20. № 9. P. 3616. DOI: 10.1021/la0352974
10. *Xu X., Liu W., Li Y., Wang Y., Yuan Q., Chen J., Ma R., Xiang F., Wang, H* // J. Mater. 2018. V. 4. № 3. P. 173. DOI: 10.1016/j.jmat.2018.04.003
11. *Marchenkova M.A., Chapek S.V., Konarev P.V., Ilina K.B., Peters G.S., Pisarevsky Y.V. Shishkov V.A., Soldatov A.V., Kovalchuk M.V.* // Crystals. 2023. V. 13. P. 938. DOI: 10.3390/cryst13060938
12. *Peters G.S., Gaponov Yu. A., Konarev P.V., Marchenkova M.A., Ilina K.B., Volkov V.V., Pisarevsky Yu.V,. Kovalchuk M.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2022. V. 1025. P. 166170. DOI: 10.1016/j.nima.2021.166170
13. *Hammersley A.P.* // J. Appl. Crystallogr. 2016. V. 49. № 2. P. 646. DOI: 10.1107/S1600576716000455
14. *Konarev P.V., Volkov V.V., Sokolova A.V., Koch M.H.J., Svergun D.I.* // J. Appl. Crystallogr. 2003. V. 36. P. 1277. DOI: 10.1107/S0021889803012779
15. *Guinier A.* // Annales de Physique. 1939. V.11. №12. P. 161. DOI: 10.1051/anphys/193911120161
16. *Svergun D.I.* // J. Appl. Crystallogr. 1992. V. 25. № 4. P. 495. DOI: 10.1107/S0021889892001663
17. *Kovalchuk M.V., Alekseeva O.A., Blagov A.E., Ilyushin G.D., Il'ina K.B., Konarev P.V., Lomonov V.A., Pisarevsky Yu.V., Peters G.S.* // Crystallogr. Rep. 2019. V. 64. P. 6. DOI: 10.1134/S1063774519010140
18. *Svergun D.I., Barberato C., Koch M.H.J.* // J. Appl. Crystallogr. 1995. V. 28. № 6. P. 768. DOI: 10.1107/S0021889895007047
19. *Sukhanov A.E., Ilina K.B., Konarev P.V., Peters G.S., Pisarevsky Yu.V., Smirnova E.S., Alekseeva O.A., Kovalchuk M.V.* // Cryst. 2023. V. 13. P. 26. DOI: 10.3390/cryst13010026
20. *Zhang Y., Dai Y., Tie G., Hu H.* // Appl. Opt. 2016. V. 55. № 29. P. 8308. DOI: 10.1364/AO.55.008308

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 100–107

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.087.92

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА УСКОРЕННОГО СТАРЕНИЯ НА ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДАТЧИКОВ ХОЛЛА

© 2024 г. К. К. Рябченко[a,*], А. Ю. Пахомов[a], К. В. Жиляев[a], А. А. Старостенко[a]

[a]Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11
**e-mail: K.K.Ryabchenko@inp.nsk.su*

Поступила в редакцию 07.09.2023 г.
После доработки 23.09.2023 г.
Принята к публикации 20 11.2023 г.

Для измерения пространственного распределения магнитного поля используются либо одиночные датчики Холла, либо массивы из них. В большинстве случаев достаточно набора размещенных на токопроводящей подложке датчиков Холла. Готовое устройство называют измерительной кареткой. В статье описывается первый этап ее создания, который заключается в отбраковке датчиков Холла, в ходе которого сенсоры работают в экстремальных условиях эксплуатации (при повышенных электрических и тепловых нагрузках). В процессе этого так называемого ускоренного старения контролировались изменения величин остаточного напряжения, температурных коэффициентов, нелинейности и расходимости коэффициента чувствительности. Данное исследование может являться методическим руководством при определении критериев отбора датчиков Холла для прецизионных измерительных систем. Помимо этого, была показана необходимость проведения старения датчиков для стабилизации их долговременных характеристик. Также описан процесс отбраковки датчиков по интересующим параметрам.

DOI: 10.31857/S0032816224030137 **EDN:** OUVCTG

1. ВВЕДЕНИЕ

Для современных задач физики высоких энергий, которые решаются на действующих ускорительных комплексах, требуются создание и контроль параметров магнитных систем с высокой точностью. Так, например, для накопительного кольца проекта FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) требуются дипольные магниты с интегральной однородностью величины магнитного поля в рабочей области на уровне 10^{-4} [1]. При этом значения магнитных полей, получаемых при измерениях готовых изделий, не должны отличаться от расчетных на относительную величину более $5 \cdot 10^{-4}$. Изготовление магнитных элементов с заявленной точностью предполагает также и возможность измерения соответствующих величин на уровне не хуже 10^{-5}. Для измерения магнитных полей готовых элементов используются несколько независимых методик измерения, основанные в том числе на индукционном или магнитооптическом методах, ядерном магнитном резонансе, эффекте Холла, а также иных методах [2]. В частности, для измерений характеристик магнитных элементов перепускного канала HEBT (High Energy Beam Transport), а также накопительного кольца FAIR была спроектирована и создана измерительная каретка с датчиками Холла. Данная работа посвящена описанию этапа отбраковки датчиков Холла, используемых в упомянутой выше измерительной системе.

2. СХЕМА ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ КАРЕТКИ

В качестве измерительного элемента возможен вариант с использованием одиночного датчика Холла (одномерного или двумерного [3]).

Преимущество данного способа в относительно простой реализации измерительной каретки (как при выборе датчика, так и при конструировании). Недостаток — в длительном измерительном процессе, требующем, помимо всего, многокоординатной прецизионной системы линейного перемещения.

В представленной статье использовался набор размещенных на токопроводящей подложке датчиков Холла, включающих токовые и потенциальные контакты с несколькими независимыми друг от друга сенсорами. Недостаток такой конструкции в том, что при долгой эксплуатации возможное ухудшение параметров у одного из датчиков или выход его из строя приведет к потере качества измерений, что компенсируется возможностью замены датчика. Измерительная каретка может работать годами, однако, бывают случаи, когда она выходит из строя не из-за поломки сенсора, а по причине условий, в которых она работает, например, из-за механического воздействия на каретку или кабель, залития водой или другими жидкостями. Помимо этого, возможна деградация непосредственно в самих датчиках: поскольку провода на датчике припаяны на близком расстоянии друг к другу, со временем происходит деградация припоя, в результате чего он начинает хлопьями отслаиваться. Это, в свою очередь, приводит к замыканию соседних контактов, и датчик выходит из строя.

Преимуществами сделанного выбора являются:

— скорость измерений, ведь каретка за один проезд охватывает интересующую область поля у большей части магнитов, исходя из их спецификаций;

— фиксированное расстояние между датчиками, что упрощает измерения градиентных полей.

Для измерений полей магнитных элементов в рамках проектов HEBT и CR FAIR была изготовлена каретка, состоящая из 17 датчиков. Сама измерительная каретка (рис. 1) представляет из себя медное основание, на котором размещаются:

— печатная плата для распайки всех необходимых элементов;

— нагревательная катушка, намотанная бифиляром и необходимая для нагрева каретки;

— измерительная катушка, намотанная бифиляром и подключенная к одному из плеч резистивного моста, который при разбалансировке будет подавать ток в нагревательную катушку до тех пор, пока плечи моста не вернутся в согласованное состояние (работает только для нагрева);

— платиновый терморезистор, предназначенный для измерения температуры в каретке;

— молибденовая пластина, прикрепленная на медное основание при помощи болтов;

— датчики (рис. 2), приклеенные на пластину с помощью теплопроводящего клея АлСил-5;

— алюминиевая крышка, накрывающая каретку сверху, для защиты датчиков и печатной платы от воздействия внешней среды.

Помимо этого, в каретке имеются технологические отверстия для установки дополнительных элементов с целью коррекции положения, а также дополнительного оборудования (уголковый отражатель) для точного определения координаты при линейном перемещении.

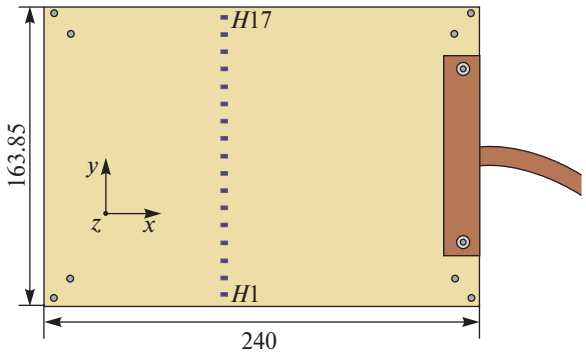


Рис. 1. Двумерная схема каретки с 17 датчиками Холла H_i, $i = 1, ..., 17$.

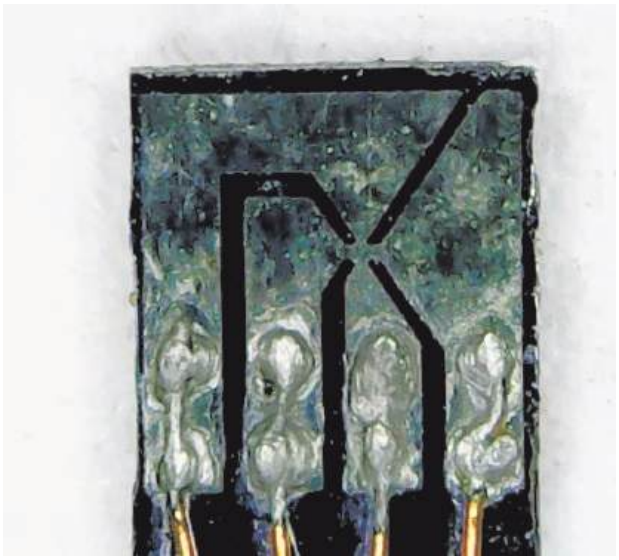


Рис. 2. Датчик Холла типа ПХЭ 603118Б.

3. ОТБРАКОВКА ДАТЧИКОВ ХОЛЛА

В данной работе проводились исследования датчиков Холла типа ПХЭ 603118Б (рис. 2). Конструктивно данный преобразователь состоит из подложки прямоугольной формы монокристалла арсенида галлия (GaAs — черный цвет) толщиной 350 мкм, сверху — напыление из антимонида индия (InSb — серебристый цвет) толщиной 10 мкм, выводы выполнены из медной проволоки диаметром 0.06 мм. Размеры преобразователя равны $3 \times 2 \times 0.6$ мм^3 (с учетом пайки выводов), а размеры чувствительной области — 0.1×0.05 мм^2, ток питания — 100 мА.

Основные паспортные характеристики одного из датчиков используемого типа представлены в табл. 1.

Таблица 1. Основные паспортные данные датчика Холла типа ПХЭ 603118Б

Остаточное напряжение $U_{ост}$	30 мкВ
Магнитная чувствительность γ при $B = 1$ кГс	6.13 мкВ/Гс
Коэффициент нелинейности при $B = 20$ кГс	0.3%
Температурный коэффициент чувствительности при $B = 1$ кГс	0.004%/°C
Температурный коэффициент остаточного напряжения	0.2 мкВ/°C

Измерения основных параметров датчиков Холла проводились в специальной медной каретке (рис. 3), в которой предусмотрена возможность быстрой установки и замены 10 датчиков. Нагрев каретки осуществляется с помощью элементов Пельтье, которые дают возможность изменять температуру в медной пластине от 0°C до 65°C в течение нескольких минут; измерение температуры с точностью не хуже 0.1°C проводится вмонтированным в каретку платиновым терморезистором. Питание датчиков осуществляется с помощью прецизионного источника тока Keithley 6221A, напряжение через коммутатор измеряется нановольтметром Keithley 2182A.

Исследования датчиков проводились в калибровочном дипольном магните (КДМ) [4], в качестве источника питания магнита использовался источник стабилизированного тока ИСТ 2500-150, шум которого составляет 1 мА во всем диапазоне токов. Для регистрации магнитного поля использовались датчики ядерного магнитного резонанса (ЯМР), погрешность измерения которых составляет менее $3 \cdot 10^{-6}$ (при относительном градиенте поля менее $4 \cdot 10^{-4}$ см$^{-1}$) [5]. На рис. 4 представлена зависимость однородности магнитного поля, измеренная с помощью 16 датчиков ЯМР в области 10×160 мм^2, от величины поля.

При определении магнитных и температурных характеристик датчики Холла помещались в медианную плоскость межполюсного зазора, в которой однородность магнитного поля достигает уровня не хуже 10^{-4} в области $20 \times 20 \times 200$ мм^3. Ширина медной подложки в используемой каретке составляет 100 мм, что заведомо больше размеров области однородного поля, следовательно, для исследуемых датчиков Холла не важно пространственное расположение. Вся система использовалась для отбора большого количества датчиков (более 100 штук), поэтому требовалось

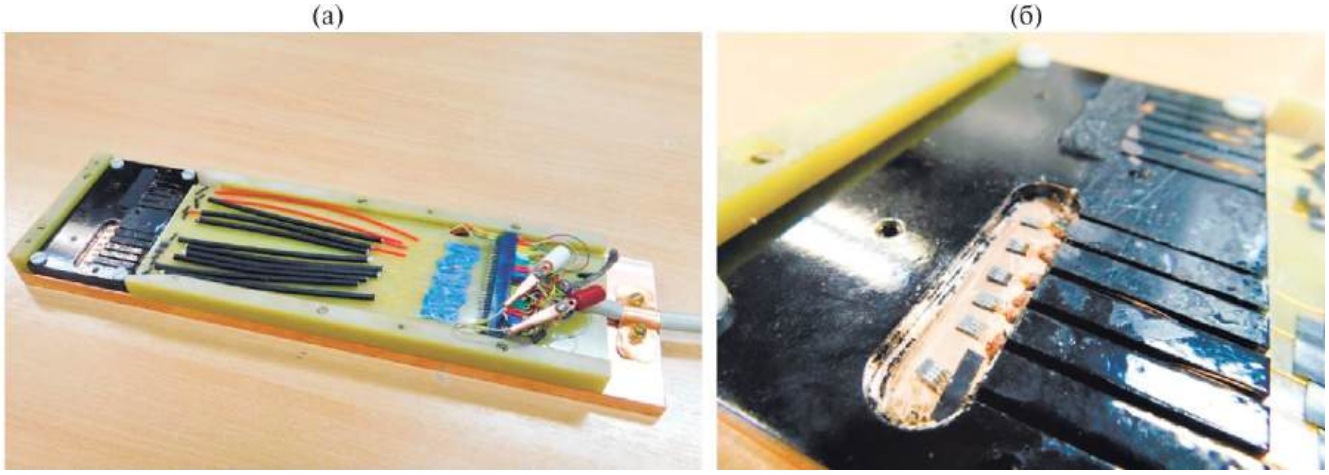


Рис. 3. Каретка для отбраковки датчиков Холла.

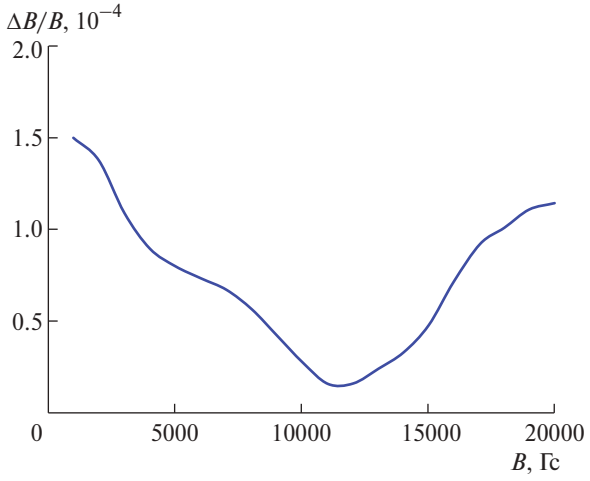


Рис. 4. Однородность магнитного поля в калибровочном магните.

их быстрое монтирование и демонтирование с точностью расположения ± 1 мм с расстоянием между центрами элементов в 5 мм.

4. ТРЕБОВАНИЯ И МЕТОДИКА ОТБОРА ДАТЧИКОВ ХОЛЛА

Скорость изменения параметров датчиков со временем эксплуатации замедляется, поэтому для стабильной работы измерительной системы необходимо проводить испытания и цикл старения. Их целью являются перевод датчиков в более устойчивый режим (в котором изменение характеристик происходит медленно) и последующий отбор датчиков с наилучшими параметрами.

Чаще всего характеристики датчиков после старения в той или иной степени ухудшаются (однако на практике наблюдались случаи улучшения показателей датчиков после проведения старения).

Существуют два основных способа осуществления старения: повышенная электрическая нагрузка и тепловое воздействие. Возможны и их комбинации. Повышенная температура при проведении ускоренного старения приводит к ускоренной деградации в полупроводнике, которая ведет к изменениям параметров датчика. Таким образом, если после процедуры ускоренного старения значения характеристик датчика остаются в требуемых пределах, предъявляемых в паспорте испытуемого элемента, то можно полагать, что выход параметров датчика за установленные пределы со временем и вероятность его отказа будут минимальны.

Методику отбраковки датчиков можно разделить на несколько этапов.

1. Внешний осмотр поверхности датчика и качества пайки контактов под микроскопом.

2. Определение основных параметров датчика:

— измерение вольт-амперной характеристики (зависимости остаточного напряжения $U_{ост}$ от управляющего тока);
— построение зависимости магнитной чувствительности датчика γ от внешнего магнитного поля;
— определение коэффициентов чувствительности (отношение, характеризующее ЭДС Холла, приходящуюся на единицу магнитной индукции, $\gamma = U / B$), расходимости (отношение значений магнитной чувствительности при рассматриваемом значении магнитной индукции к чувствительности при противоположном по знаку значении магнитного поля, $\left(\gamma(B) / \gamma(-B) - 1\right) \cdot 100\%$), нелинейности (отношение магнитной чувствительности при рассматриваемом значении магнитной индукции к чувствительности в поле 1 кГс, $\left(\gamma(B) / \gamma(B{=}1\text{ кГс}) - 1\right) \cdot 100\%$ [6]);
— определение температурных коэффициентов для остаточного напряжения (ТКОН) в постоянных полях B = 0, 10 кГс, а также температурных коэффициентов чувствительности (ТКЧ);
— проверка стабильности показаний на пермаллоевом экране в течение длительного времени (не менее 24 ч).

3. Старение датчиков Холла в постоянном магнитном поле ($B = 25$ кГс) при повышенной температуре ($T = 80$°C) при превышении номинального тока питания датчика в 2 раза (200 мА) в течение длительного времени ($t = 40$ ч). После этого, примерно через 24 ч, проверяются восстановление и стабильность показаний датчиков (повторение второго этапа).

4. По полученным данным датчики классифицируются по степени отклонения параметров от паспортных данных и отбраковываются.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

В данной статье приведены данные об отбраковке 9 датчиков Холла типа ПХЭ 603118Б. Результаты измерений основных характеристик

датчиков до и после процесса ускоренного старения представлены в табл. 2, 3 соответственно. Стоит отметить, что все измерения (кроме вольт-амперной характеристики, ВАХ) проводились при одной полярности тока. Следовательно, при дальнейшем использовании датчиков необходимо учитывать полярность тока, при которой они были отбракованы.

Рассмотрим более подробно каждый из параметров для датчиков № 3 и № 7.

ВАХ (зависимость остаточного напряжения от тока питания) представлена на рис. 5а, б. На рисунках видно, что ВАХ может иметь различную форму: как линейную, так и параболическую, следовательно, на одной из полярностей тока сигнал близок к нулю и с ростом тока практически не изменяется.

$U_{ост}$ находится в одной цепи с полезным сигналом и является помехой, вредным фоном, величина которого должна быть небольшой. Основной причиной появления остаточного напряжения является расположение контактов в не эквипотенциальных точках. Если датчик неоднороден и его разные участки имеют различные температурные коэффициенты, то $U_{ост}$ будет зависеть от температуры. То же самое относится и к контактным сопротивлениям, которые могут изменяться во времени. Градиенты температур могут быть в значительной степени уменьшены либо улучшением теплового контакта датчика с хорошо проводящей

Таблица 2. Основные характеристики датчиков Холла до процесса ускоренного старения

№	$U_{ост}$, мкВ	γ, мкВ/Гс	Расход (1кГс), %	Нелинейность при положительном B, %	Нелинейность при отрицательном B, %	ТКОН, мГс/°С	ТКЧ (-10 кГс), мГс/°С	ТКЧ (10 кГс), мГс/°С
1	205	9.0	0.27	1.92	2.94	−200	600	−1380
2	−292	8.5	−0.25	2.33	1.46	360	1000	−110
3	41	8.4	0.16	2.43	3.06	−50	1340	−1660
4	37	9.5	−0.06	0.47	0.27	60	−20	160
5	118	11.0	−0.02	0.52	0.46	50	10	80
6	76	8.4	−0.01	0.87	0.89	−80	−70	−130
7	21	9.6	−0.03	0.41	0.30	−20	−80	120
8	−18	10.3	0.01	0.30	0.34	30	−70	70
9	41	9.5	−0.04	0.41	0.34	30	−110	140

Таблица 3. Основные характеристики датчиков Холла после процесса ускоренного старения

№	$U_{ост}$, мкВ	γ, мкВ/Гс	Расход (1кГс), %	Нелинейность при положительном B, %	Нелинейность при отрицательном B, %	ТКОН, мГс/°С	ТКЧ (−10 кГс), мГс/°С	ТКЧ (10 кГс), мГс/°С
1	213	8.9	0.24	1.84	2.72	−220	540	−1320
2	−271	8.5	−0.24	2.22	1.42	390	1020	−50
3	4	8.3	0.14	2.31	2.88	−50	1210	−1480
4	56	9.5	−0.07	0.44	0.27	30	−30	160
5	137	11.0	−0.04	0.48	0.46	40	−10	100
6	88	8.4	−0.02	0.81	0.84	−80	−90	130
7	13	9.6	−0.04	0.39	0.29	−10	−110	130
8	−30	10.3	0.01	0.23	0.34	10	−120	120
9	38	9.5	−0.02	0.42	0.34	10	−120	160

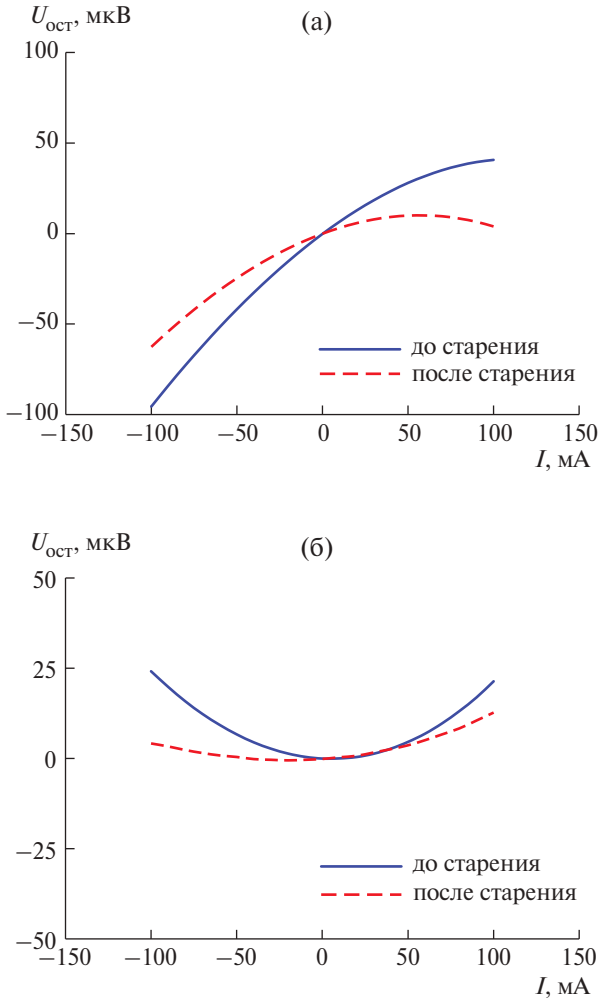


Рис. 5. ВАХ остаточного напряжения для третьего (**а**) и седьмого (**б**) датчиков Холла.

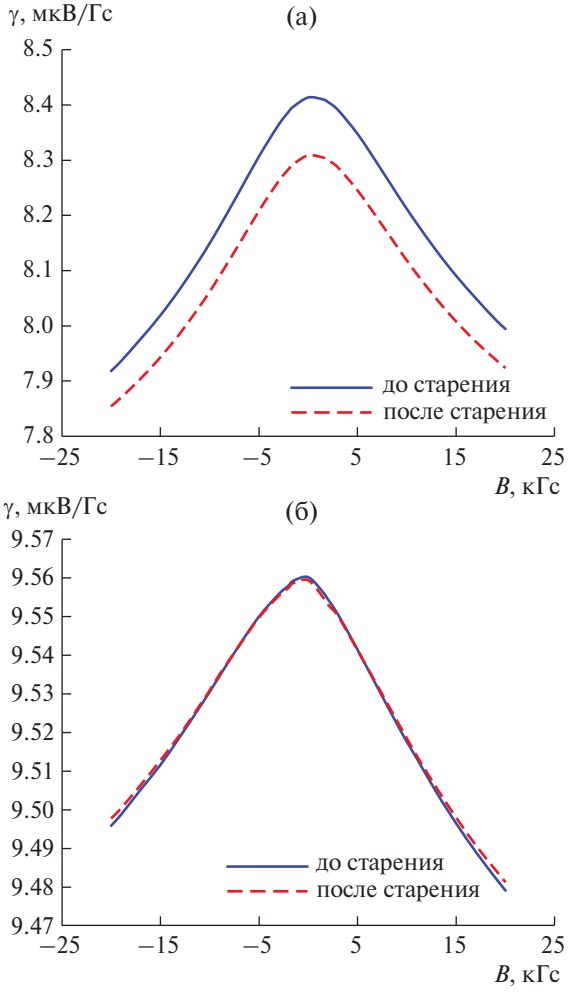


Рис. 6. Зависимость магнитной чувствительности третьего (**а**) и седьмого (**б**) датчиков Холла от магнитного поля.

тепло средой, либо, наоборот, уменьшением потоков тепла на датчик путем его теплоизоляции от окружающей среды. Из табл. 2, 3 следует, что процесс ускоренного старения не только уменьшает $U_{ост}$, но и увеличивает его у части датчиков. Вероятными причинами являются изменение величины термоэдс между контактами датчика, каждый из которых является соединением медного вывода с полупроводниковым материалом, химические реакции в полупроводнике, а также деформация чувствительной области.

После проведения калибровки датчиков Холла в КДМ с помощью датчиков ЯМР можно построить зависимость магнитной чувствительности датчиков Холла от магнитного поля (рис. 6).

Из анализа табл. 2, 3 следует, что старение датчиков способствует незначительному уменьшению чувствительности, расходимости и нелинейности. Параметры датчиков, полученных одним и тем же путем, могут существенно различаться, даже если они из одной партии. Это связано с множеством причин, обсуждение которых выходит за рамки этой статьи.

Наибольшее влияние на дрейф сигнала в датчиках оказывает температура. На рис. 7 представлены зависимости показаний датчиков, расположенных в магнитном экране, при изменении температуры.

На рис. 8, 9 показано влияние изменения температуры на сигнал с датчиков, помещенных в постоянное магнитное поле величиной ±10 кГс.

Помимо этого, после процесса старения наблюдается значительное уменьшение температурных коэффициентов остаточного напряжения в отличие от температурных коэффициентов чувствительности.

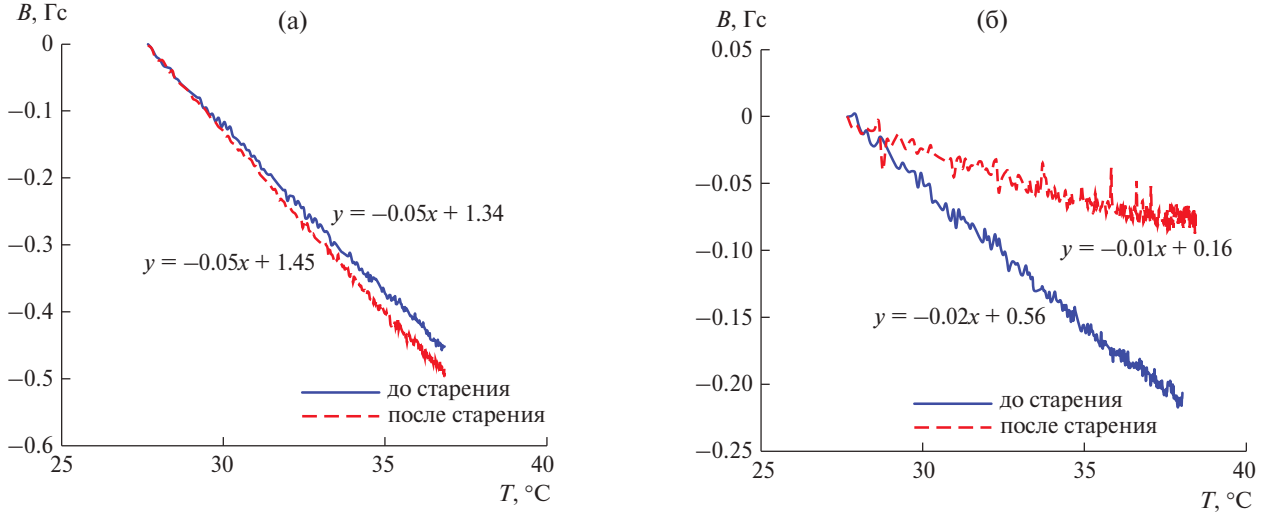


Рис. 7. Зависимость показаний датчиков Холла, расположенных в магнитном экране, от температуры: **а** — третий датчик, **б** — седьмой датчик.

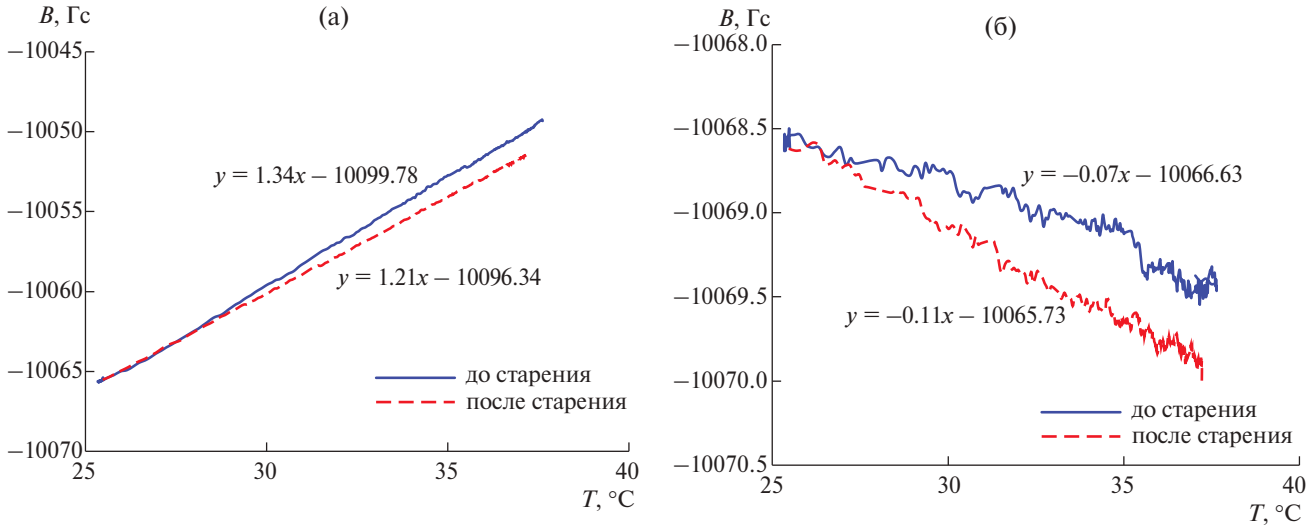


Рис. 8. Зависимость показаний датчиков Холла, расположенных в поле –10 кГс, от температуры: **а** — третий датчик, **б** — седьмой датчик.

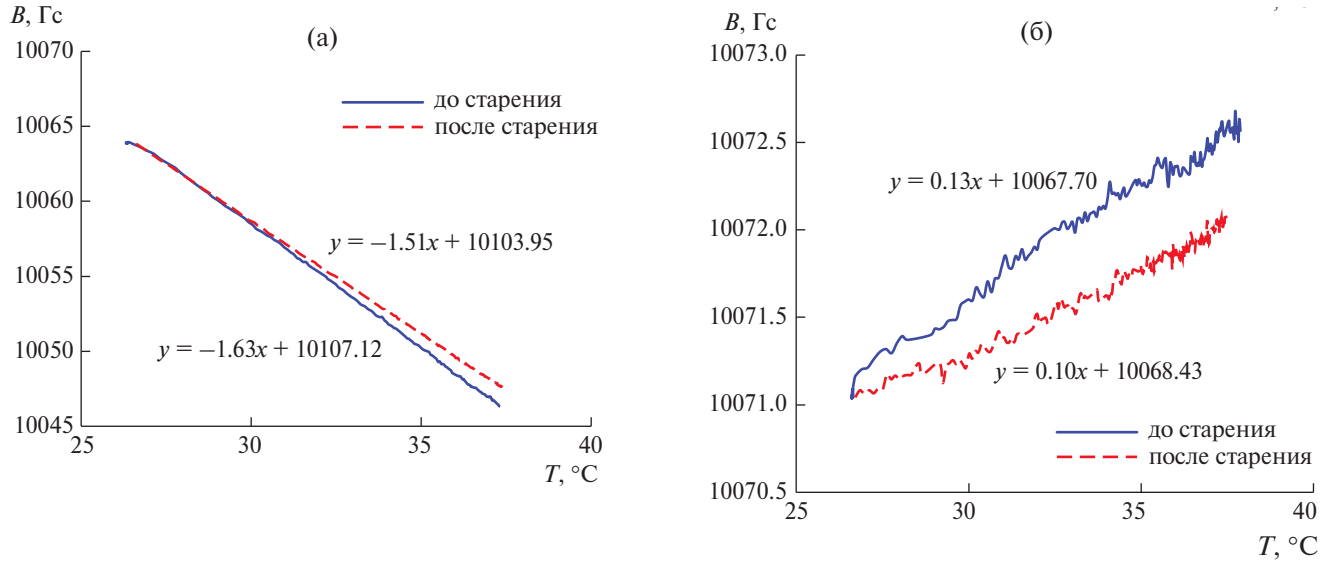


Рис. 9. Зависимость показаний датчиков Холла, расположенных в поле 10 кГс, от температуры: **а** — третий датчик, **б** — седьмой датчик.

6. ДОЛГОВРЕМЕННАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ

На рис. 10, 11 показана долговременная стабильность (42 ч) датчиков, экранируемых от внешнего магнитного поля с помощью пермаллоевого экрана. Дрейф показаний датчиков связан с изменением температуры и подтверждает правильность определения температурных коэффициентов остаточного напряжения.

По результатам, представленным в табл. 3, и долговременному поведению, происходит сортировка датчиков. В первую очередь отбраковываются датчики с большими остаточными напряжениями и температурными коэффициентами, поскольку в процессе эксплуатации эти датчики ведут себя нестабильно, даже при использовании термостабилизации каретки

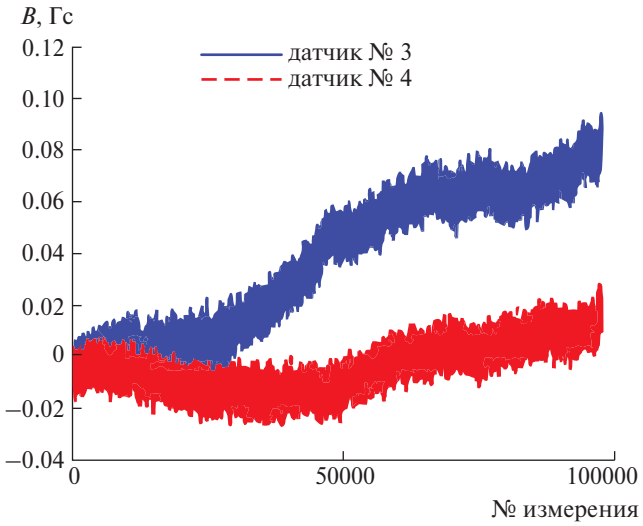


Рис. 10. Долговременная стабильность датчиков, экранируемых от магнитных полей.

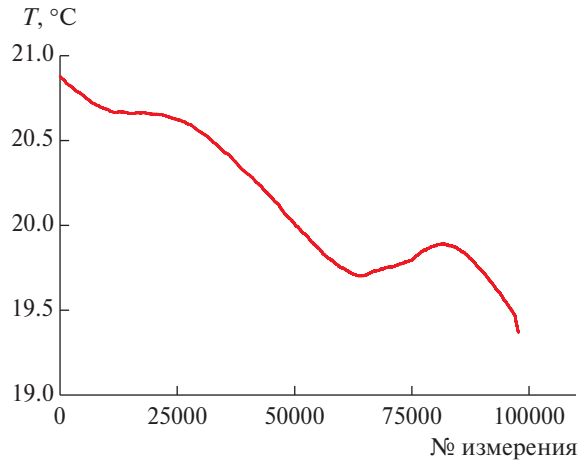


Рис. 11. Температура каретки при измерении долговременной стабильности датчиков, экранируемых от магнитных полей.

и после нескольких месяцев использования погрешность измерения может сильно увеличиться. Требования к коэффициентам расходимости и нелинейности не такие жесткие, так как вносимую ими ошибку можно скорректировать.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя влияние процесса ускоренного старения на основные характеристики датчиков Холла, из партии, состоящей из 9 исследуемых датчиков Холла, в результате 7 было отбраковано. Было отобрано 2 штуки (номера 7, 9) с лучшими характеристиками, а именно, остаточным напряжением $U_{ост} = 21, 41$ мкВ соответственно, температурными коэффициентами остаточного напряжения соответственно 30, 30 мГс/°С, температурными коэффициентами чувствительности для 10 кГс (–10 кГс), равными 130 (70), 140 (110) мГс/°С. После старения показатели 7-го и 9-го датчиков значительно улучшились: остаточное напряжение снизилось на 38% и 7% соответственно, температурные коэффициенты остаточного напряжения — на 66%, температурные коэффициенты чувствительности почти не изменились (у 7-го датчика не изменились совсем, у 9-го — повысились на 8–12%).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Riabchenko K.K., Pakhomov A.Yu., Rybitskaya T.V., Starostenko A.A., Tsyganov A.S., Zhiliaev K.V.* // International Particle Accelerator Conference. 2021. P. 2367. https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-TUPAB364
2. *Павленко А.В.* Многофункциональные цифровые интеграторы для прецизионных измерений магнитных полей в элементах ускорителей. Дисс. ... канд. техн. наук. Новосибирск: Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 2015.
3. *Xiao Feng Zhao, Jing Ya Cao, Yu Song, Dian Zhong Wen, Qian Ru Lin, Lei Tian* // Key Engineering Materials. 2014. V. 609-610. P. 1066. https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.609-610.1066
4. *Рябченко К.К., Пахомов А.Ю., Рыбицкая Т.В., Старостенко А.А.* // ПТЭ. 2019. № 6. С. 117. https://doi.org/10.1134/S0032816219060132
5. *Карпов Г.В.* ЯМР-магнитометр. Препринт. Новосибирск: Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, 2013.
6. *Турецкий А.В., Шуваев В.А.* Физические основы получения информации. Часть 2. Воронеж: Воронежский государственный технический университет, 2012. С. 20.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 108–117

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.082

БЛОК ЭЛЕКТРОНИКИ ДЛЯ НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ “СОЛНЦЕ–ТЕРАГЕРЦ”

© 2024 г. М. В. Филиппов[a,*], В. С. Махмутов[a,b], О. С. Максумов[a], А. А. Квашнин[a], А. Н. Квашнин[a], М. В. Разумейко[a], В. И. Логачев[a], С. В. Мизин[a], С. В. Соков[a]

[a]Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53
[b]Московский физико-технический институт
Россия, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9
**e-mail: mfilippov@frtk.ru, filippovmv@lebedev.ru*

Поступила в редакцию 13.09.2023 г.
После доработки 23.09.2023 г.
Принята к публикации 13.10.2023 г.

Описаны цели и задачи планируемого космического эксперимента “Солнце–Терагерц” на борту Российского сегмента МКС. Эксперимент направлен на изучение излучения Солнца в неисследованном терагерцевом диапазоне на частотах 10^{12}–10^{13} Гц, а также получение новых данных о терагерцевом излучении Солнца, солнечных активных областях и солнечных вспышках. Разрабатываемая научная аппаратура представляет собой совокупность восьми детекторов, чувствительных к излучению различной частоты: 0.4, 0.7, 1.0, 3.0, 5.0, 7.0, 10.0 и 12.0 ТГц. Рассмотрены основные компоненты блока электроники научной аппаратуры: усилители, драйверы оптических прерывателей, плата питания, плата электроники. Проведены расчет точности измерений сигналов с помощью аналого-цифрового преобразователя на плате электроники и оценка чувствительности научной аппаратуры.

DOI: 10.31857/S0032816224030147 **EDN:** OUSXKN

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнце является источником электромагнитного излучения в широком диапазоне частот и энергий. В настоящее время проводятся наземные и внеатмосферные наблюдения излучения практически по всему солнечному спектру [1–4] за исключением излучения терагерцевого диапазона, которое почти полностью поглощается земной атмосферой. Космический эксперимент “Солнце–Терагерц” на борту Российского сегмента МКС направлен на изучение излучения Солнца в терагерцевом диапазоне на частотах 10^{12}–10^{13} Гц [5]. Главная цель эксперимента — получение новых данных о терагерцевом излучении Солнца, солнечных активных областях и солнечных вспышках [6–14] одновременно на 8 частотах в диапазоне 0.4–12.0 ТГц. Эти данные необходимы для выяснения природы солнечной активности, определения физического механизма ускорения заряженных частиц на Солнце и других астрофизических объектах.

Разрабатываемая аппаратура представляет собой совокупность восьми детекторов, чувствительных к излучению различной частоты: 0.4, 0.7, 1.0, 3.0, 5.0, 7.0, 10.0 и 12.0 ТГц.

В состав каждого детектора входят

— оптический телескоп [15], концентрирующий излучение на оптоакустическом преобразователе (ОАП);

— система последовательных фильтров, пропускающая излучение в заданном частотном диапазоне для каждого детектирующего модуля, обеспечивающая таким образом селективность;

— оптический прерыватель, модулирующий излучение на входном окне приемника с частотой 10 или 20 Гц [16];

— ОАП, входящий в состав приемника излучения.

Блок электроники для научной аппаратуры (НА) “Солнце—Терагерц” представляет собой совокупность следующих электронных плат: платы усилителей, драйверы оптических прерывателей, плата электроники, плата питания, автоматическая система обеспечения теплового режима (АСОТР).

Плата питания вырабатывает вторичные напряжения для питания электронных схем НА.

Платы усилителей (по одной на каждый приемник) устанавливаются в приемники и предназначаются для усиления и фильтрации сигналов ОАП.

Драйверы оптических прерывателей предназначены для возбуждения и поддержания колебательного процесса в оптических прерывателях.

Плата электроники предназначена для измерения (преобразование сигналов приемников в цифровой вид), их предварительной обработки, хранения и передачи на борт МКС.

В данной работе приведены основные компоненты блока электроники НА. Приведены расчеты точностных характеристик измерительных каналов на плате электроники и дана предварительная оценка чувствительности НА.

Старт космического эксперимента “Солнце–Терагерц” запланирован на 2024–2025 гг.

2. ПЛАТА УСИЛИТЕЛЯ

Плата усилителя служит для усиления сигналов ОАП и входит в состав приемников. На рис. 1 приведена принципиальная схемы платы усилителя. Серой штриховой линией обозначены элементы, входящие непосредственно в состав платы, остальное — подключаемые к ней устройства. В частности, VD_1 и VD_2 являются парой светодиод–фотодиод, входящей в состав ОАП.

В первом каскаде (DA_1) операционного усилителя (ОУ) происходит преобразование обратного тока фотодиода в напряжение, далее это напря-

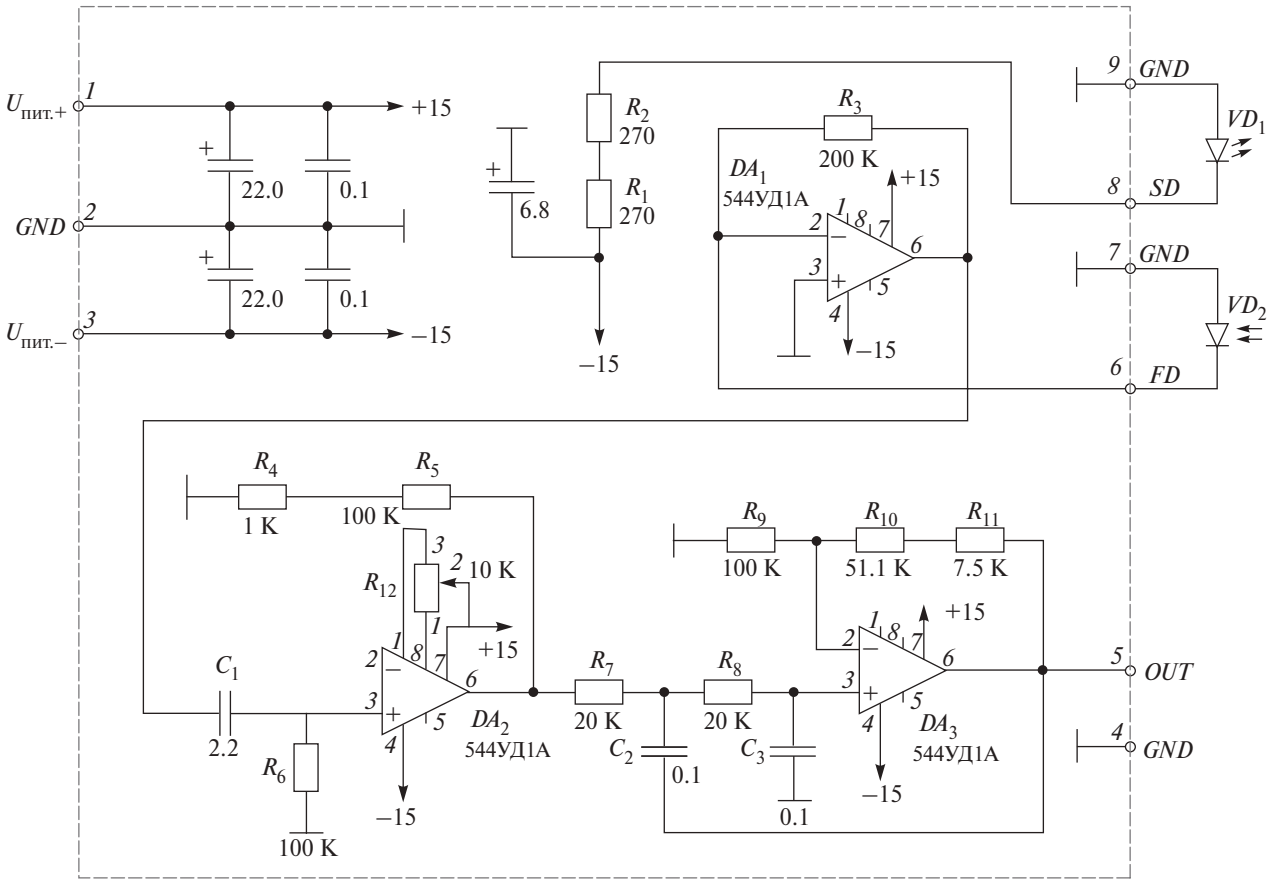


Рис. 1. Принципиальная схема платы усилителя.

жение через разделительную RC-цепь (R_6C_1) поступает на второй каскад (DA_2), в котором предусмотрена балансировка смещения на выходе. И, наконец, усиленное напряжение поступает на двухполюсный фильтр (фильтр Баттерворта [17]) низкой частоты (DA_3), где происходят его фильтрация и дополнительное усиление.

3. ДРАЙВЕРЫ ОПТИЧЕСКИХ ПРЕРЫВАТЕЛЕЙ

Драйверы оптических прерывателей предназначены для возбуждения и поддержания колебательного процесса в оптических прерывателях, они физически разделены на две одинаковые платы по четыре канала. Для каждого канала используются две микросхемы операционных усилителей 140УД20А (DA_1 и DA_2). На рис. 2 приведена принципиальная схема одного канала.

Оптический прерыватель представляет собой механическую колебательную систему с резонансной частотой 10 Гц (или 20 Гц), в состав которой входят две катушки индуктивности L_1 и L_2 [16]. Будем считать катушку L_1 основной, а L_2 – катушкой обратной связи. Катушка L_1 включена между выходами инвертора (контакты 1, 2 и 12 DA_1) и повторителя (контакты 6, 7 и 10 DA_1). Выход повторителя (контакт 10) со-

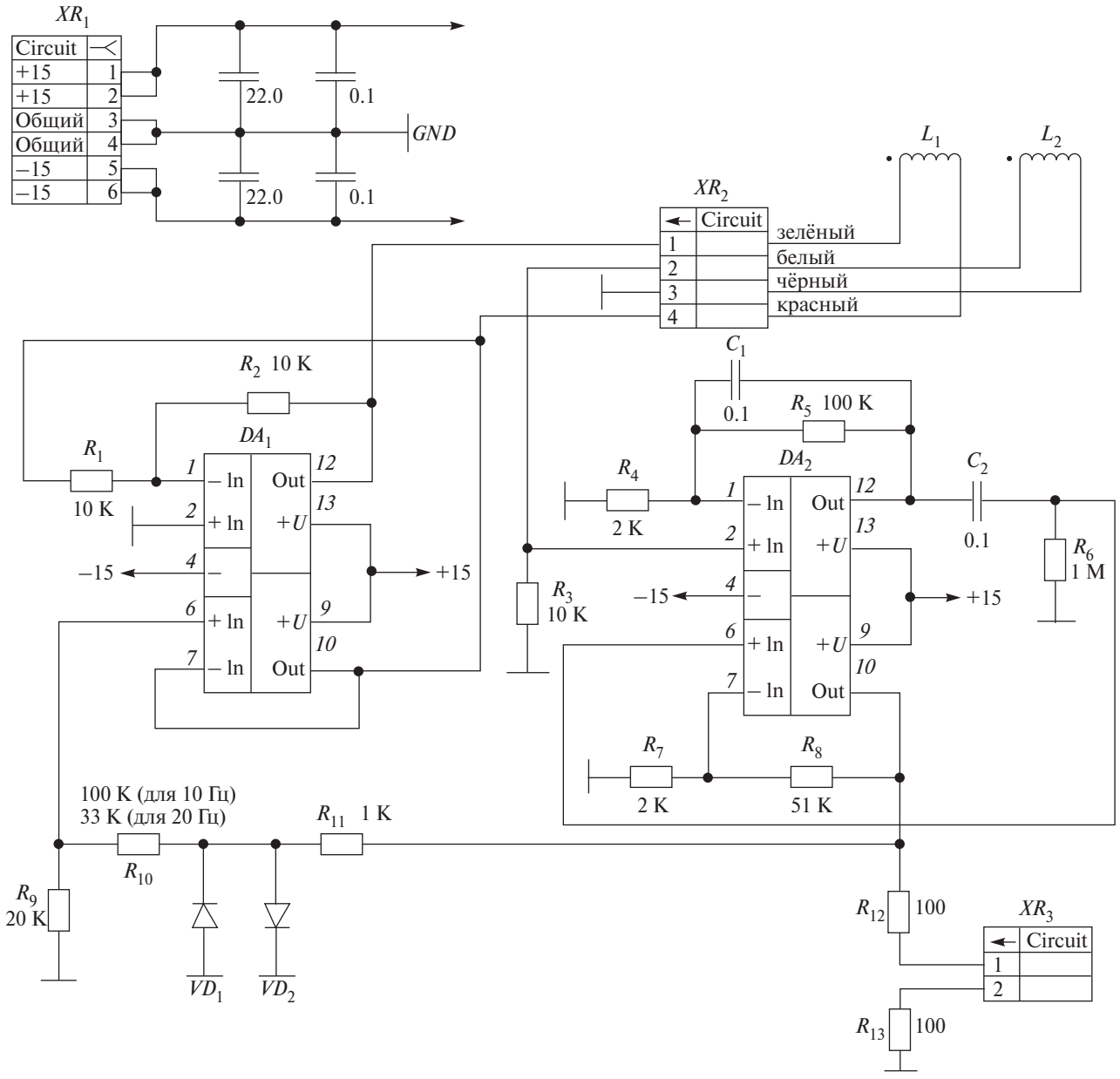


Рис. 2. Принципиальная схема одного канала платы драйвера оптических прерывателей.

единен со входом инвертора (контакт 1). Такое включение приводит к тому, что напряжение с выхода DA_1 (поданное на один конец L_1) инвертируется и подается на другой конец этой же катушки.

Предположим, что на выходе DA_1 возникло небольшое положительное смещение, которое будет приложено к одному концу катушки L_1. Это смещение сразу инвертируется и подается на другой конец катушки, в результате окажется, что к катушке L_1 приложено небольшое напряжение. Возникшее в L_1 магнитное поле приведет к движению лопаток этой катушки. Одновременно это поле вызовет ЭДС в катушке обратной связи L_2. Возникшее в L_2 напряжение усиливается последовательно двумя усилителями на микросхеме DA_2. Возникшее напряжение обратной связи поступает обратно на повторитель (контакт 6) DA_1. В результате происходит генерация колебаний оптического прерывателя. Диоды VD_1 и VD_2 (2Д510А) служат для ограничения напряжения обратной связи на уровне ±1.12 В.

Необходимость регулировки амплитуды напряжения обратной связи с помощью делителя R_9R_{10} вызвана тем, что оно различное для оптических прерывателей на частотах 10 и 20 Гц. Напряжение обратной связи для оптических прерывателей с частотой 20 Гц равно примерно ± 300 мВ, для оптических прерывателей с частотой10 Гц равно примерно ± 150 мВ.

4. ПЛАТА ПИТАНИЯ

Плата питания служит для выработки вторичных питающих напряжений для НА: +5 В и +12 В — для питания платы электроники, ± 15 В — для питания драйверов оптических прерывателей и ± 15 В — для питания приемников.

5. ПЛАТА ЭЛЕКТРОНИКИ

Плата электроники предназначена для измерения (преобразования сигналов приемников в цифровой вид), их предварительной обработки, хранения и передачи на борт МКС. В основе платы лежит 32-разрядный микроконтроллер 1986ВЕ94Т, обладающий 16-канальным 12-разрядным встроенным аналого-цифровым преобразователем (АЦП). Восемь каналов задействованы для измерения сигналов приемников и восемь каналов — для измерений сигналов датчиков температуры (терморезисторов), встроенных в корпуса приемников.

На рис. 3 показаны входные цепи платы электроники для измерения размаха сигналов приемника и датчика температуры, также входящего в его состав. Разъем X_1 служит для питания приемников (± 15 В, GND), передачи сигнала приемников (OUT) и датчиков температуры (TD).

Резисторы R_2 и R_4 являются делителем напряжения (в 6 раз), они установлены для согласования выходного сигнала приемника с динамиче-

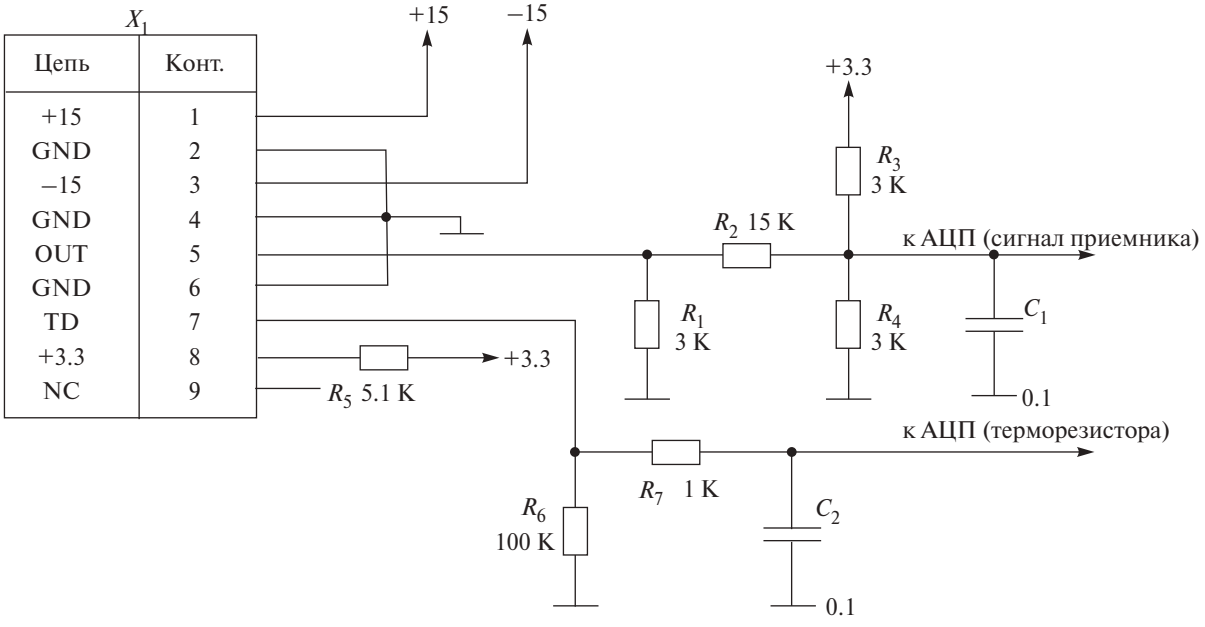


Рис. 3. Принципиальная схема входных цепей АЦП платы электроники.

ским диапазоном АЦП микроконтроллера. Таким образом, максимальная величина размаха сигнала приемников, измеряемая с помощью АЦП на плате электроники, при величине опорного напряжения U_{ref} = 3300 мВ примерно равна

$$U_{max} = \left(1 + \frac{R_4}{R_2}\right) U_{ref} \approx 19800 \text{ мВ}. \quad (1)$$

Для преобразования двухполярного сигнала приемника в однополярный установлен делитель напряжения R_3R_4, напряжение в средней точке которого составляет примерно 1.65 В, т. е. половину опорного напряжения АЦП. Коэффициент передачи фильтра нижних частот, построенного на RC-цепи (R_2 и C_1), равен 0.99 на частоте оптического прерывателя F = 10 Гц и 0.98 на частоте F = 20 Гц.

Электронная часть ОАП представляет собой пару фотодиод–светодиод (ФД-24К и 3Л107Б соответственно) и терморезистор R_T (ТМ-293-06), сопротивление которого при 0°С составляет 500 Ом [18]. Данный терморезистор необходим для контроля температуры ОАП, он установлен непосредственно на его корпус. На терморезистор R_T подается напряжение 3.3 В через резистор R_5. Таким образом формируется резистивный делитель, средняя точка которого является выходом датчика температуры.

6. ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ АЦП

Для оценки погрешности АЦП, встроенного в микроконтроллер, воспользуемся данными из спецификации [19] (ниже МЗР обозначает младший значимый разряд):

— дифференциальная нелинейность АЦП (не более), МЗР 2,
— интегральная нелинейность АЦП (не более), МЗР 3,
— ошибка смещения АЦП (не более), МЗР 6,
— ошибка усиления АЦП (не более), % 1.

МЗР — наименьшее значение, которое теоретически может быть измерено с помощью данного АЦП:

$$\text{МЗР} = \frac{U_{ref}}{2^N}, \quad (2)$$

где N[ед.] – разрядность АЦП. При U_{ref} = = 3300 мВ и N = 12 имеем МЗР = 0.81 мВ на входе АЦП, что соответствует размаху сигнала приемника 4.83 мВ.

Ошибки смещения и усиления являются систематическими ошибками, они компенсируются с помощью калибровки приемников. Аналогично компенсируются отклонения фактических значений номиналов элементов входных цепей и источника опорного напряжения платы электроники от заявленных. Таким образом, случайная ошибка измерения АЦП включает в себя интегральную и дифференциальную нелинейности и ошибку квантования:

$$\sigma_{\text{АЦП}} = \sqrt{\sigma_{diff}^2 + \sigma_{int}^2 + \sigma_{quant}^2}, \quad (3)$$

где $\sigma_{\text{АЦП}}$[мВ] – абсолютная случайная погрешность измерения АЦП, $\sigma_{diff} = 2 \cdot \text{МЗР} = 1.62$ мВ, $\sigma_{int} = 3 \cdot \text{МЗР} = 2.42$ мВ. Следовательно, получаем $\sigma_{\text{АЦП}} = 2.94$ мВ.

7. ПОГРЕШНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМАХА СИГНАЛА ПРИЕМНИКОВ

Сигналы приемников представляют собой квазисинусоиду. Нагляднее убедиться в том, что исходный сигнал подобен функции синуса, можно, построив спектр сигнала (рис. 4). На данном рисунке приведен спектр сигнала приемника, полученный с помощью одноканального макета [20], в котором также установлены оптический прерыватель на 20 Гц, система фильтров и телескоп с шероховатыми зеркалами. В качестве источника излучения использован имитатор черного тела [20] при температуре 773 К. Спектр получен с помощью USB-осциллографа АКИП-72204А, запущенного в режиме измерения спектра.

Видно, что основная гармоника соответствует частоте оптического прерывателя (20 Гц) и имеет амплитуду около 6 дБВ. Кратная ее гармоника на частоте 40 Гц обладает амплитудой, примерно равной –27 дБВ. Гармоника с частотой 50 Гц и амплитудой около –35 дБВ является шумом по цепи первичного питания. Таким образом, амплитуда основной гармоники более чем в 40 раз превышает амплитуду кратной гармоники и шумов. Таким образом, сигнал приемника можно считать синусоидальным.

Аналого-цифровой преобразователь платы электроники оцифровывает исходные сигналы с частотой дискретизации $F_д$ = 1кГц. Целью измерений является определение точек локального

экстремума [20]. В ОЗУ при этом сохраняется разность соседних экстремумов. Чтобы оценить точность определения экстремумов при заданной частоте дискретизации $F_д$, рассмотрим сигнал приемников как синусоидальный с постоянной амплитудой (при постоянном потоке $Ф_д$ поступающего на детекторы излучения), тогда

$$V(t) = A\sin(wt), \quad (4)$$

где t [с] – время, $V(t)$[мВ] – текущее значение сигнала, A[мВ] – амплитуда сигнала, w [рад/с] $= 2\pi F$ – угловая частота, F [Гц] – резонансная частота оптического прерывателя.

Пусть $t_э$ – момент времени, в который сигнал на выходе приемника $V(t_э)$ достигает точки экстремума, $t_и$ – момент времени, соответствующий близлежащему измерению АЦП. Ошибка будет максимальна при условии, если $\Delta t = (t_и - t_э) = \pm 1/F_д$, где $wt_э = \pi/2 + \pi k$, $k \in Z$, $V(t_э) = \pm A$, Δt – временной сдвиг между экстремумом и близлежащим к нему измеренным значением сигнала, $\Delta t = \pm 1$ мс. Воспользовавшись формулой Тейлора [21], можно записать

$$V(t_и) = V(t_э) + Aw\cos(wt_э)\cdot(\Delta t) - Aw^2\sin(wt_э)\times \times (\Delta t)^2/2 + o((\Delta t)^3). \quad (5)$$

Следовательно, $\Delta V \approx \pm Aw^2(\Delta t)^2/2$, где ΔV[мВ] – разность измеренного сигнала и сигнала в точке экстремума (абсолютная погрешность измерения). Тогда относительная погрешность измерения значения в точке экстремума

$$\delta_V = |\Delta V/V(t_э)| = w^2(\Delta t)^2/2, \quad (6)$$

δ_V (10 Гц) = 0.002, δ_V (20 Гц) = 0.008. Поскольку выходными данными приемников является размах сигнала (разность измеренных значений сигналов близлежащих локальных экстремумов, U_i),

$$U_i \pm \sigma_{U_i} = V_{2i-1} \pm \sigma_{V_{2i-1}} - V_{2i} \pm \sigma_{V_{2i}}, \quad (7)$$

где σ_{U_i} [мВ] – абсолютная погрешность размаха сигнала, обусловленная временной дискретизацией АЦП на плате электроники, $\sigma_{V_{2i-1}}$ – абсолютная погрешность измеренной величины сигнала в точке локального экстремума $2i$-1, обусловленная временной дискретизацией АЦП на плате электроники, $\sigma_{V_{2i}}$ – абсолютная погрешность измеренной величины сигнала в точке локального экстремума $2i$, обусловленная временной дискретизацией АЦП на плате электроники, i – номер измерения. Поскольку исходный сигнал был принят как синусоида с амплитудой $A, V_{2i-1} = A, V_{2i} = -A, \sigma_{V_{2i-1}} = \sigma_{V_{2i}} = A\delta_V$, следовательно, $U_i \pm \sigma_{U_i} = 2A \pm 2A\delta_V$, где $U_i = 2A$, $\sigma_{U_i} = 2A\delta_V = U_i\delta_V$.

Погрешность измерения размаха сигнала на плате электроники ($\sigma_{эл}$) включает в себя слу-

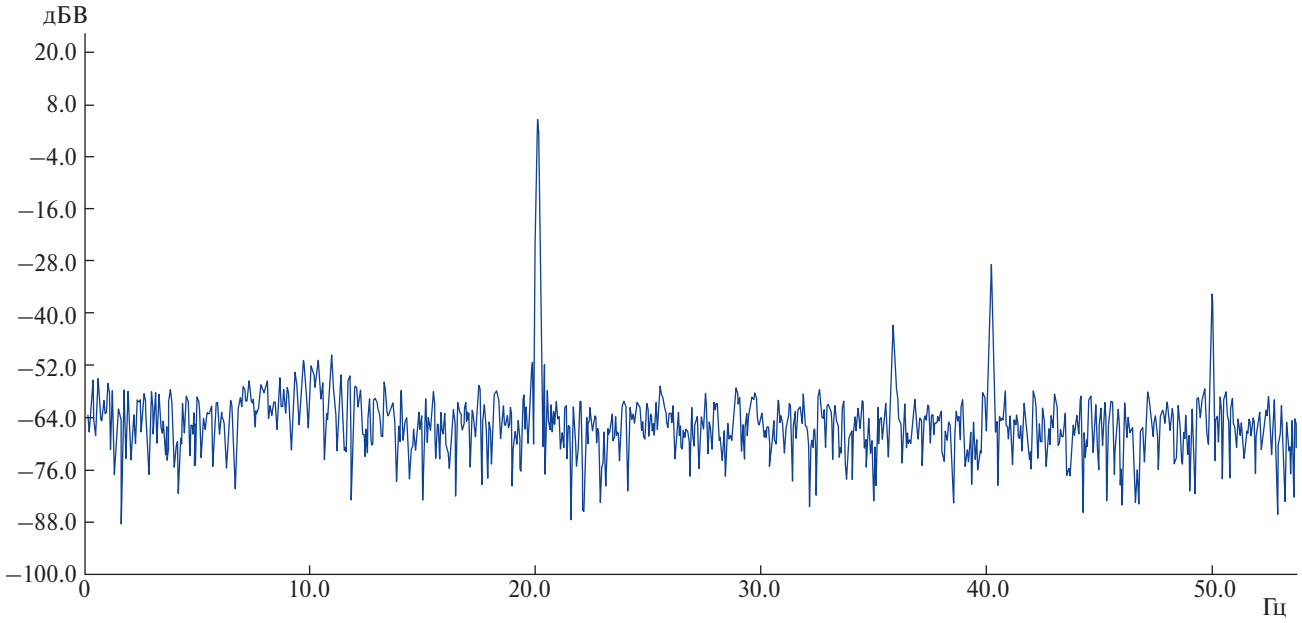


Рис. 4. Спектр сигнала приемника при частоте оптического прерывателя 20 Гц.

чайную ошибку измерений АЦП (3) и ошибку вследствие дискретизации сигнала по времени:

$$\sigma_{эл} = \sqrt{\sigma_{U_i}^2 + 4\left(1 + \frac{R_2}{R_4}\right)^2 \sigma_{АЦП}^2}. \quad (8)$$

Исходная случайная ошибка измерения сигнала АЦП ($\sigma_{АЦП}$) для данного соотношении взята с коэффициентом 2, так как размах сигнала является разностью двух измерений [20]. Коэффициент $1 + R_2 / R_4 = 6$ приводит измеренное значение АЦП к исходной величине сигнала со входа делителя напряжения R_2R_4. Основной вклад в величину погрешности измерения размаха сигнала вносит σ_{U_i}. Например, при максимальном размахе сигнала, допустимом платой усилителя, $U_i = 19.8$ В, величина $\sigma_{эл} \approx 0.16$ В, что составляет около 1%. Погрешность можно снизить, увеличив частоту дискретизации АЦП.

8. СТРУКТУРА СОХРАНЯЕМЫХ И ПЕРЕДАВАЕМЫХ НА БОРТ ДАННЫХ

Для промежуточного хранения данных на плате электроники установлены две (основная и резервная) микросхемы статической ОЗУ 1645РУ1А емкостью 1 Мбит. Данные за период 1 с формируются в кадры. Содержимое одного кадра данных приведено в табл. 1. Общий объем полезной информации на один кадр составляет 214 байт, т. е. 18.48 Мбайт за сутки.

Поля $Time_{sec}$ (относительное время в секундах) и $Time_{nsec}$ (дробная часть в наносекундах) несут информацию о временной принадлежности текущего кадра. Полное относительное время с точностью до наносекунд можно вычислить по формуле

$$t = Time_{sec} + Time_{nsec} / 10^9. \quad (9)$$

В поле *Temp* (дискретный код АЦП) содержится информация об измерениях температуры приемников (8 каналов). В памяти хранятся средние значения за прошедшую секунду (усреднение по 1000 измерений для каждого канала). Поскольку значение поля *Temp* получено путем усреднения по 1000 значениям АЦП, случайная ошибка при измерении температуры (σ_T[мВ]) равна

$$\sigma_T = \sigma_{АЦП} / \sqrt{1000}, \quad (10)$$

$\sigma_T = 0.09$ мВ. Таким образом, случайной ошибкой АЦП при измерении температуры можно пренебречь ввиду ее малости относительно измеряемых величин.

С одной стороны, измеренная величина напряжения на терморезисторе (U_T[мВ]) выражается через значение в поле *Temp* следующим соотношением:

$$U_T = \frac{Temp}{2^N} U_{ref}. \quad (11)$$

Таблица 1. Содержимое одного кадра данных

Название	Назначение	Единица измерения	Размер, байт
$Frame_{ID}$	Номер кадра	ед.	4
$Time_{sec}$	Время, прошедшее с 00:00:00 6 января 1980 года	с	4
$Time_{nsec}$	Дробная часть времени	нс	4
Temp	Температура приемника	дискретный код АЦП	2×8
Amp	Размах сигнала приемника	дискретный код АЦП	2×8×10
V_{avg}	Сигнал приемника (среднее за кадр)	дискретный код АЦП	2×8
$ASOTR_{status}$	Состояние системы АСОТР	ед.	1×10

С другой стороны, величина напряжения на терморезисторе определяется делителем напряжения R_5R_T следующим выражением:

$$U_T = \frac{R_T}{R_T + R_5}U_{ref}. \quad (12)$$

Из соотношений (11) и (12) следует, что

$$R_T = \frac{Temp \cdot R_5}{2^N - Temp}, \quad (13)$$

где $R_T[\text{Ом}]$ – сопротивление терморезистора по данным измерений АЦП-платы электроники.

Температурная зависимость терморезистора ТМ-293-06 подчиняется следующему закону:

$$R_T(T) = R_T(0°\text{C})\cdot(1+\alpha T), \quad (14)$$

где $R(0°\text{C}) \simeq 500$ Ом, α – температурный коэффициент электрического сопротивления.

Индивидуальные градуировочные характеристики для терморезисторов ТМ-293-06 приводятся в паспорте на каждое изделие.

Из соотношений (13) и (14) получим следующую формулу для вычисления температуры (T[°C]) на корпусе ОАП внутри приемника:

$$T = \frac{\frac{Temp \cdot R_5}{2^N - Temp} - R_T(0°\text{C})}{\alpha R_T(0°\text{C})}. \quad (15)$$

Систематические погрешности при вычислении температуры можно не учитывать, так как они компенсируются в процессе калибровки чувствительности приемников от показаний терморезисторов на корпусах ОАП. В свою очередь, для функционирования системы АСОТР не требуется высокой абсолютной точности измеренных значений температуры.

Поле *Amp* (дискретный код АЦП) содержит данные о размахе сигнала за текущий кадр (10 последовательно измеренных значений).

Измеренная с помощью АЦП на плате электроники величина размаха сигнала (U[мВ]) выражается через поле *Amp* следующим соотношением для каждого из восьми приемников:

$$U = \left(1 + \frac{R_2}{R_4}\right)\frac{Amp}{2^N}U_{ref}. \quad (16)$$

Поле Amp_{avg} содержит информацию о среднем значении сигналов для каждого приемника за текущий кадр (среднее арифметическое по 10000 измерениям АЦП за период 1 с). Данные о среднем значении сигналов используются для проверки исправности АЦП, так как в отсутствие приемника (или при низком уровне сигнала приемника) АЦП измеряет постоянное значение напряжения на делителе R_3R_4, которое равно приблизительно половине опорного напряжения (U_{ref}), т. е. примерно 2048 единиц АЦП.

Величина среднего сигнала $\bar{V}_{avg}$ [мВ] выражается через поле V_{avg} следующим соотношением для каждого из восьми приемников:

$$\bar{V}_{avg} = \left(1 + \frac{R_2}{R_4}\right)\frac{V_{avg}}{2^N}U_{ref}. \quad (17)$$

Случайная погрешность измерения среднего значения сигнала на плате электроники ($\sigma_{\text{эл_сред}}$[мВ]) определяется формулой

$$\sigma_{\text{эл_сред}} = \left(1 + \frac{R_2}{R_4}\right)\sigma_{\text{АЦП}} / \sqrt{1000}. \quad (18)$$

Поле $ASOTR_{status}$ содержит информацию (флаг статуса) состояния системы АСОТР: –1, если АСОТР был выключен в течение прошедших 100 мс, и 1, если АСОТР был включен. Каждый кадр содержит данные о 10 последовательных состояниях системы. Данные передаются на борт МКС по интерфейсу RS-422 через микросхемы-приемопередатчики (основной и резервный каналы) 2011ВВ024.

9. ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ АЦП-ПЛАТЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

Мерой измерения потоков солнечного излучения является стандартная единица спектральной плотности потока солнечного электромагнитного излучения SFU (solar flux unit), равная $10^{-22} \cdot \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$ [11].

В табл. 2 приведены результаты расчета потоков солнечного электромагнитного излучения для каждого детектора. В первом столбце указаны номера каналов, во втором столбце — центральная частота пропускания системы фильтров в данном канале. В третьем столбце приведены спектральные плотности потоков солнечного электромагнитного излучения в полосе пропускания систем фильтров для каждого

Таблица 2. Результаты расчета потоков солнечного электромагнитного излучения для каждого детектора

Канал	ν_{max}, ТГц	SFU	SFU_{max} (10 Гц)	SFU_{max} (20 Гц)	SFU_{max} (10 Гц) /2^{12}	SFU_{max} (20 Гц) /2^{12}
1	0.37	$4.92\cdot10^{5}$	$3.00\cdot10^{9}$	$5.34\cdot10^{9}$	$7.31\cdot10^{5}$	$1.30\cdot10^{6}$
2	0.79	$5.22\cdot10^{6}$	$3.26\cdot10^{10}$	$6.06\cdot10^{10}$	$7.97\cdot10^{6}$	$1.48\cdot10^{7}$
3	1.00	$1.18\cdot10^{7}$	$6.95\cdot10^{10}$	$1.27\cdot10^{11}$	$1.70\cdot10^{7}$	$3.10\cdot10^{7}$
4	2.97	$4.20\cdot10^{8}$	$1.96\cdot10^{12}$	$3.31\cdot10^{12}$	$4.78\cdot10^{8}$	$8.08\cdot10^{8}$
5	4.82	$1.70\cdot10^{9}$	$6.18\cdot10^{12}$	$8.87\cdot10^{12}$	$1.51\cdot10^{9}$	$2.17\cdot10^{9}$
6	6.78	$6.78\cdot10^{9}$	$2.10\cdot10^{13}$	$3.12\cdot10^{13}$	$5.12\cdot10^{9}$	$7.62\cdot10^{9}$
7	9.93	$9.19\cdot10^{9}$	$3.14\cdot10^{13}$	$4.87\cdot10^{13}$	$7.67\cdot10^{9}$	$1.19\cdot10^{10}$
8	11.17	$7.43\cdot10^{9}$	$2.22\cdot10^{13}$	$3.02\cdot10^{13}$	$5.43\cdot10^{9}$	$7.37\cdot10^{9}$

канала [20], что является расчетным значением фонового излучения спокойного Солнца. В четвертом и пятом столбцах приведены расчетные значения максимальных (при размахе сигналов приемника, примерно равных 19.8 В, что соответствует уровню насыщения АЦП на плате электроники) спектральных плотностей потоков солнечного электромагнитного излучения в полосе пропускания систем фильтров для каждого канала. Данные приведены для случаев использования оптических прерывателей на частотах 10 и 20 Гц соответственно. В шестом и седьмом столбцах приведены отношения расчетных значений максимальных спектральных плотностей потоков солнечного электромагнитного излучения в полосе пропускания систем фильтров для каждого канала к числу уровней квантования АЦП, т. е. МЗР в единицах SFU. Как видно, величина МЗР примерно соответствует величине SFU от спокойного Солнца (фон).

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены описание и схемотехническая реализация блока электроники опытного образца научной аппаратуры “Солнце–Терагерц”. Проведен расчет точности измерения сигналов детекторов АЦП блока электроники, а также чувствительности аппаратуры к электромагнитному излучению Солнца. Можно сделать вывод, что НА “Солнце–Терагерц” будет чувствительна к возрастанию потоков солнечного электромагнитного излучения во время вспышечной активности в диапазоне от нескольких раз до 3–4 порядков относительно фонового уровня электромагнитного излучения (спокойного Солнца).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kinnison J., Vaughan R., Hill P., Raouafi N., Guo Y. and Pinkine N.* // IEEE Aerospace Conference. 2020. P. 1. https://doi.org/10.1109/AERO47225.2020.9172703
2. *Howard R.A., Vourlidas A., Korendyke C.M., Plunkett S.P., Carter M.T., Wang D., Rich N., McMullin D.R., Lynch S., Thurn A., Clifford G., Socker D.G., Thernisien A.F., Chua D., Linton M.G. et al.* // Solar Physics and Space Weather Instrumentation V. 2013. V. 8862. https://doi.org/10.1117/12.2027657.
3. *Domingo V., Fleck B., Poland A.I.* // Space Science Reviews. 1995. V. 72. P. 81. https://doi.org/10.1007/BF00768758
4. *Davila J.M, Rust D.M, Pizzo V.J., Liewer P.C.* // Proc. SPIE. 1996. V. 2804. https://doi.org/10.1117/12.259724
5. *Калинин Е.В., Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Стожков Ю.И., Квашнин А.А., Измайлов Г.Н., Озолин В.В.* // Космические исследования. 2021. № 1. С. 3. https://doi.org/10.1134/S0010952521010032
6. *Kaufmann P., Raullin J.-P., de Castro C.G.G., Levato H., Gary D.E., Costa J.E.R., Marun A., Pereyra P., Silva A.V.R., Correia E.* // Astrophysical Journal. 2004. V. 603. P. L121. https://doi.org/10.1086/383186
7. *Kaufmann P., Correia E., Costa J.E.R., Zodi Vaz A.M., Dennis B.R.* // Nature. 1985. V. 313. P. 380. https://doi.org/10.1038/313380a0

8. *Kaufmann P.* // AIP conference Proceed. V. 374. P. 379. 1996.
https://doi.org/10.1063/1.50945

9. *Kaufmann P., Costa J.E.R., Castro C.G.G., Hadano Y.R., Kingsley J.S., Kingsley R.K., Levato H., Marun A., Raulin J.P., Rovira M., Correia E., Silva A.V.R.* // Proceed. of the 2001 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference. 2001. V. 1. P. 439.
https://doi.org/10.1109/SBMOMO.2001.1008800

10. *Kaufmann P., Castro C.G.G., Makhmutov V.S., Raulin J.P., Schwenn R., Levato H., Rovira M.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 1280.
https://doi.org/10.1029/2002JA009729.

11. *Krucker S., Castro C.G.G., Hudson H.S., Trottet G., Bastian T., Hales A., Sparova J.K., Klein K.-L., Kretzschmar M., Luthi T., Mackinnon A.L. Pohjolainen S., White S.M.* // Astron Astrophys Review. 2013. V. 21. P. 58.
https://doi.org/10.1007/s00159-013-0058-3

12. *Luthi T., Magun A., Miller M.* // Astronomy and Astrophysics. 2004. V. 415. P. 1123.
https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034624.

13. *Makhmutov V.S., Raulin J.P., Castro C.G.G., Kaufmann P., Correia E.* // Solar Physics. 2003. V. 218. P. 211.
https://doi.org/10.1023/B:SOLA.0000013047.26419.33

14. *Махмутов В.С., Курт В.Г., Юшков Б.Ю., Гречнев В.В., Кауфманн П., Ролан Ж.П., Базилевская Г.А., Стожков Ю.И.* // Изв. РАН. Сер. физическая. 2011. №75(6). С. 796. EDN: NXQNJP.

15. *Квашнин А.А., Логачев В.И., Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Стожков Ю.И., Калинин Е.В., Орлов А.А., Озолин В.В., Измайлов Г.Н., Гайфутдинова А.Г., Криволапова О.Ю.* // Космическая техника и технологии. 2021. № 4(35). С. 22. EDN: HGXXGN.

16. *Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.А., Калинин Е.В., Логачев В.И., Гайфутдинова А.Г., Криволапова О.Ю.* // Космическая техника и технологии. 2023. № 1(40). С. 30. EDN: WZAMJN.

17. *Хоровиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники в 2-х томах. Т. 1, Москва: Мир, 1983.

18. Характеристики терморезистора ТМ293-06
https://npoit-katalog.ru/magazin/product/datchik-temperatury-tm-293#shop2-tabs-10

19. Спецификация микроконтроллеров серии 1986BE9x и K1986BE9x.
https://ldm-systems.ru/f/doc/catalog/LDM-BB-K1986BE92QI/Spec_Seriya_1986BE9x.pdf

20. *Филиппов М. В., Махмутов В. С., Логачев В. И., Разумейко М. В.* // Журнал технической физики. 2023. Т. 93. № 9. С. 1377.
https://doi.org/10.21883/JTF.2023.09.56226.167-23https.

21. *Тер-Крикоров А.М., Шабунин М.И.* Курс математического анализа: Учеб. Пособие для вузов. Москва: Изд-во МФТИ, 2000.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 118–124

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.37

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС МОНИТОРИНГА ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТА МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОГО ТОМОГРАФА

© 2024 г. В. Л. Одиванов[a,*], Я. В. Фаттахов[a], А. Р. Фахрутдинов[a], В. А. Шагалов[a], А. А. Баязитов[a]

[a]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской академии наук
Россия, 420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7
**e-mail: odivanov@mail.ru*

Поступила в редакцию 05.07.2023 г.
После доработки 15.07.2023 г.
Принята к публикации 26.08.2023 г.

Описан аппаратно-программный комплекс, предназначенный для контроля температуры постоянного магнита магнитно-резонансного томографа и защиты его от перегрева при сбоях системы термостатирования. Комплекс состоит из нескольких цифровых датчиков температуры, измерителя-регистратора, осуществляющего измерение температур, регистрацию их в памяти, отключение системы термостатирования при перегревах. Взаимодействие с компьютером осуществляется с помощью компьютерного приложения, обеспечивающего настройку измерителя, получение зарегистрированных данных, их визуализацию в графическом и цифровом видах, а также сохранение их в файлах. Обмен между измерителем и компьютером осуществляется через локальную сеть с использованием интерфейса Wi-Fi. Комплекс также может использоваться и в других аналогичных приложениях.

DOI: 10.31857/S0032816224030157 **EDN:** OUMGWW

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее распространенными установками МРТ в настоящее время являются томографы на базе сверхпроводящих магнитных систем. Они обеспечивают хорошее качество получаемых изображений за счет высоких магнитных полей (1.5–3 Тл). В то же время такие установки стоят дорого как при приобретении и развертывании, так и при эксплуатации, поскольку они нуждаются в регулярном пополнении запасов жидкого гелия. В последнее время появляются среднеполевые (0.3–0.5 Тл) установки на базе постоянных магнитов с использованием современных магнитных материалов, таких как неодим–железо–бор. Эти томографы значительно дешевле, не требуют дорогостоящего обслуживания, при этом они обеспечивают качество изображений, достаточное для большинства методик диагностики. При эксплуатации таких установок необходимо учитывать их особенности. Одной из них является сильная зависимость индукции магнитного поля от температуры магнита. Для материала NdFeB относительное изменение остаточной индукции B_r равно (0.11–0.12)% /°C, т.е. более 1000 ppm /°C [1]. В связи с этим для стабилизации резонансных условий требуется использовать систему термостатирования магнита с точностью подержания температуры не хуже, чем сотые доли градуса Цельсия. Кроме того, при перегреве магнитного материала происходит необратимая потеря намагниченности, поэтому необходимо использовать надежную систему защиты от подобных случайностей.

В лаборатории методов медицинской физики КФТИ КазНЦ РАН ранее были разработаны и изготовлены несколько магнитно-резо-

нансных томографов на резистивных магнитах с индукцией 0.02 Тл и 0.06 Тл [2]. В настоящее время в лаборатории совместно с ООО “Градиент МРТ” разработан и изготовлен опытный образец магнитно-резонансного томографа на базе постоянного магнита с индукцией поля 0.4 Тл [3, 4]. Для стабилизации температуры магнита используется штатный двухканальный контроллер с независимой установкой каналов для термостабилизации двух полюсов магнита с точностью поддержания температур ±0.01°C. Контроллер выполнен на базе микроконтроллера фирмы Atmel. Температура 28°C устанавливается и поддерживается с использованием алгоритма PID (пропорционально-интегрально-дифференциальное регулирование), обеспечивающего оптимальную динамику нагрева и точность поддержания температуры. При эксплуатации системы термостатирования магнитной системы в течение длительного периода нами зафиксировано несколько случаев сбоев, при которых установки параметров термоконтроллера самопроизвольно изменялись. Это происходило как при включении системы, так и в процессе поддержания температуры. В одних случаях при перезапуске системы правильные установки восстанавливались, т.е. сбой происходил только в оперативной памяти микроконтроллера, но были случаи, когда ошибочные установки сохранялись и после перезапуска, т.е. нарушения происходили в EEPROM (электрически стираемая программируемая память только для чтения) контроллера. Кроме того, возможны случаи отключения электроэнергии и, если проводить обследования на томографе по прошествии недостаточного времени после включения системы термостатирования, когда еще не установилось поле магнита, результаты будут некачественными, поэтому требуется фиксация времени включения системы. Таким образом, для нормальной эксплуатации магнита требуются следующие функции системы поддержания температуры:

— защита от перегрева, независимая от установок температуры и других настраиваемых параметров;
— фиксация времени аварийного выключения и включения системы для принятия решения о начале обследования;
— регистрация динамики нагрева и остывания магнита для настройки коэффициентов PID-регулирования.

Для реализации этих функций в дополнение к штатной системе термостатирования требуется разработать независимую систему мониторинга температур и управления включением штатного термостата на базе микроконтроллера с возможностью наблюдать результаты мониторинга в любое время.

Есть работы, где предлагается система мониторинга температуры на базе цифровых датчиков температуры типа DS1821, DS18S20 или DS1631S. Однако предлагаемые системы не обладают достаточной автономностью: обязательна работа с компьютером [5], нет резервного питания [5, 6]. В работе [7] описывается полностью автономная система с использованием цифровых датчиков температуры типа DS18B20, но в ней не предусмотрена возможность подключения к компьютеру: необходимо извлекать карту памяти для визуализации и анализа полученных данных. Также реализуется подход к измерению температуры не цифровыми, а резистивными датчиками, см., например, работу [8]. Однако при таком подходе требуется перестраивать соответствующие резисторы для каждого температурного диапазона, и при значительном удалении измерителя от датчиков, как требуется в нашем случае, возможна большая погрешность измерений.

Для решения проблем мониторинга температуры нами был разработан аппаратно-программный комплекс, состоящий из измерителя на базе микроконтроллера ESP8266-07 и компьютерного приложения, управляющего работой измерителя через интерфейс Wi-Fi локальной сети.

2. ВОЗМОЖНОСТИ И ПАРАМЕТРЫ ИЗМЕРИТЕЛЯ

Разработанный аппаратно-программный комплекс обладает следующими возможностями.

Измерение температуры магнита, а также температуры окружающего воздуха проводится с точностью ±0.5°C (абсолютная температура) и чувствительностью 0.0625°C (1°C/16) датчиками DS18B20. Имеется возможность осуществить калибровку каждого датчика по внешнему достоверному датчику температуры (функция Offset специально разработанного приложения). Рабочий диапазон температур датчиков: от −55°C примерно до +125°C. Ко-

личество обслуживаемых датчиков: от одного до четырех. Период отсчетов температур составляет 5 с.

Регистрация измеренных температур в оперативной памяти контроллера происходит с периодом от 5 с до 120 мин. Отсчеты усредняются на интервале. При усреднении отбрасываются максимальное и минимальное значения температуры, что позволяет игнорировать сбойные отсчеты. Вместе с температурой регистрируется текущее время в секундах от момента включения и статус (состояние) измерителя. Количество точек массива зависит от количества датчиков: 6600 для одного, 5000 для двух, 4000 для трех, 3300 для четырех. Регистрация выполняется по кольцу: при переполнении переписываются самые старые данные.

Измеритель может работать как от внешнего источника напряжением +5 В (ток до 1 А), так и от аккумулятора, что обеспечивает непрерывность регистрации и сохранность массива при отключениях внешнего питания. Аккумулятор подключен через модуль защиты, что обеспечивает его сохранность при разряде и нормальный заряд при включенном внешнем питании.

Измеритель имеет интерфейс Wi-Fi для взаимодействия с управляющим компьютером. Интерфейс работает в режиме рабочей станции, SSID (сервисный идентификатор сети) и PIN (персональный идентификационный номер) роутера задаются в прошивке измерителя. При работе от аккумулятора интерфейс Wi-Fi выключается для экономии энергии.

Управление измерителем осуществляется из специально разработанного приложения на компьютере с ОС Windows через интерфейс локальной сети, соединение реализовано по протоколу TCP.

Возможен режим мониторинга с передачей каждого отсчета температур в подключенное приложение в реальном времени.

Измеритель управляет включением и выключением системы термостатирования при выходе контролируемых температур за заданные границы. Включение выполняется, если температуры всех датчиков ниже установленного нижнего порога (Temp On), а выключение, если температура хотя бы одного датчика превышает верхний порог (Temp Off). Для каждого датчика задается собственный диапазон. Решение принимается по четырем последним отсчетам, чтобы избежать случайных сбоев.

Можно задавать максимально допустимое количество перегревов, после достижения которого термостатирование останется выключенным и после снижения температур до нижних порогов. Это позволяет исключить многократный перегрев из-за необратимого сбоя настроек системы термостатирования. Используемая нами установка этого параметра равна двум. При задании этого параметра равным нулю система термостатирования будет выключена. При работе измерителя от аккумулятора термостатирование также выключается, а при включении внешнего питания — включается в соответствии с заданным режимом и диапазоном.

Настройки диапазонов, режимов регистрации и управления включением/выключением термостатирования могут быть сохранены в энергонезависимой памяти измерителя, тогда при включении питания после полного разряда аккумулятора они будут восстановлены, и регистрация будет перезапущена с тем же периодом.

Регистрируемый и контролируемый статус измерителя состоит из битов, связанных с включением внешнего питания, подключением к точке доступа Wi-Fi, подключением клиента по сети, включением системы термостатирования, зафиксированным количеством перегревов после установки диапазонов и режимов или запуска регистрации.

Электрическая принципиальная схема измерителя температуры представлена на рис. 1. Она включает следующие основные компоненты:

— модуль микроконтроллера D1 ESP8266-07;
— модуль заряда аккумулятора от внешнего источника питания;
— линейный стабилизатор питания +3.3 В D2 LM1117;
— светодиоды для индикации различных состояний измерителя;
— разъем S2, через который осуществляется вход внешнего питания +5 В (ток потребления до 1 А), выход управления термостатом: уровень TTL = 1 — включение, подключение входа/выхода датчиков температуры DS18B20, выход источника питания +3.3 В.

3. ПРИЛОЖЕНИЕ “SHOW TEMPERATURE” ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ИЗМЕРИТЕЛЕМ

Блок-схема встроенного программного обеспечения измерителя-регистратора температур [9] представлена на рис. 2. Приложение “Show temperature”, разработанное для управления комплексом, имеет следующие функции и параметры.

Приложение устанавливает соединение через локальную сеть с измерителем, подключенным к точке доступа Wi-Fi по его имени TEMP_WIFI или по IP-адресу. После успешного соединения IP-адрес сохраняется в реестре Windows, чтобы при невозможности последующего подключения по имени можно было установить соединение по адресу.

После установки соединения приложение получает от измерителя и отображает в соответствующих элементах управления

— количество подключенных датчиков;
— установленные диапазоны температур датчиков;
— шаг регистрации;
— абсолютное время включения устройства, полученное при запуске регистрации;
— максимально допустимое количество перегревов.

При наличии в выбранном каталоге компьютера файла с именем, соответствующим полученному времени запуска устройства, приложение загружает данные из этого файла и показывает их на графиках, что позволяет сформировать картину всего времени сеанса регистрации.

Запуск режима мониторинга: при каждом отсчете данных измеритель посылает текущие значения времени, статуса и температур, которые отображаются на графиках и в соответствующих числовых полях в реальном времени.

Запуск режима регистрации данных с заданием шага в секундах: шаг будет округлен до значения, кратного 5. При запуске в измеритель записывается текущее время, которое пересчитывается на время включения устройства. Шаг может быть изменен во время регистрации, при задании нулевого шага регистрация останавливается, но в дальнейшем может быть возобновлена.

В приложении реализованы получение данных из массива регистрации с заданного индекса, повторение с увеличением индекса до получения всех данных, при этом они отображаются на графиках. Временная шкала графиков может быть задана в секундах или минутах от включения устройства, в часах от начала суток момента включения, либо в сутках от начала месяца

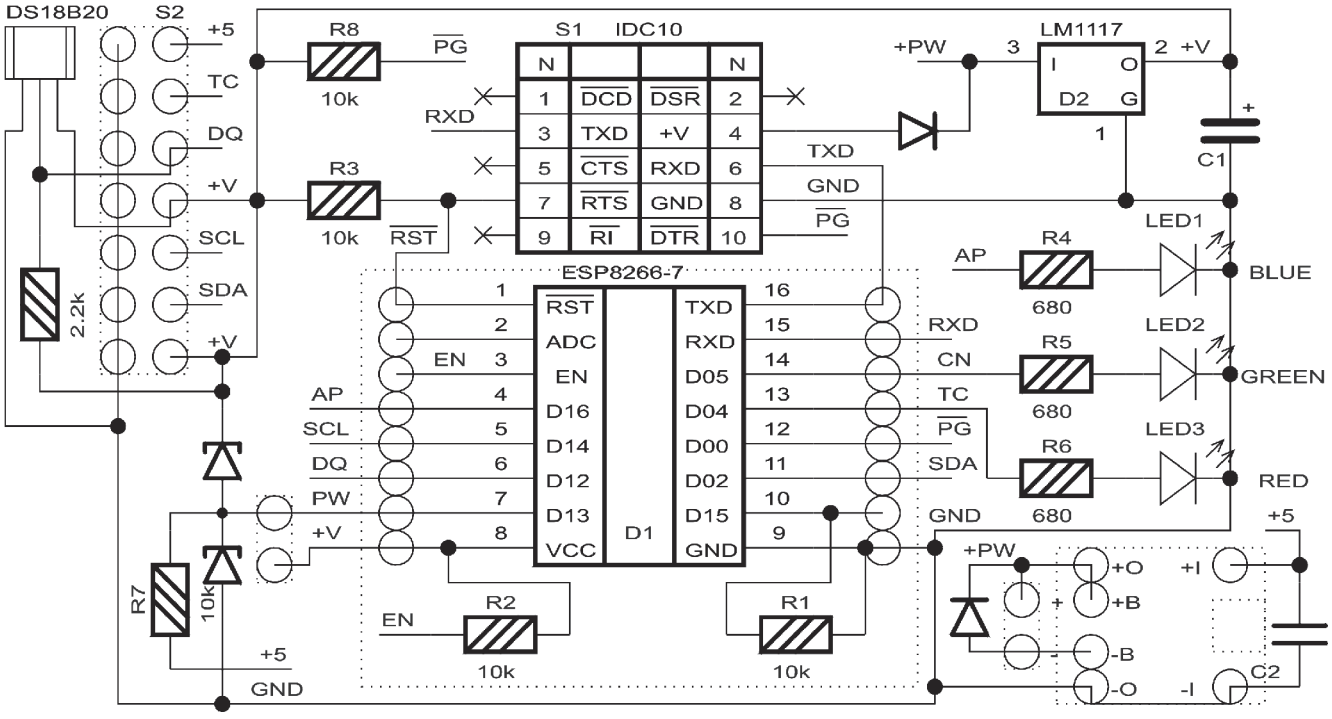


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема измерителя.

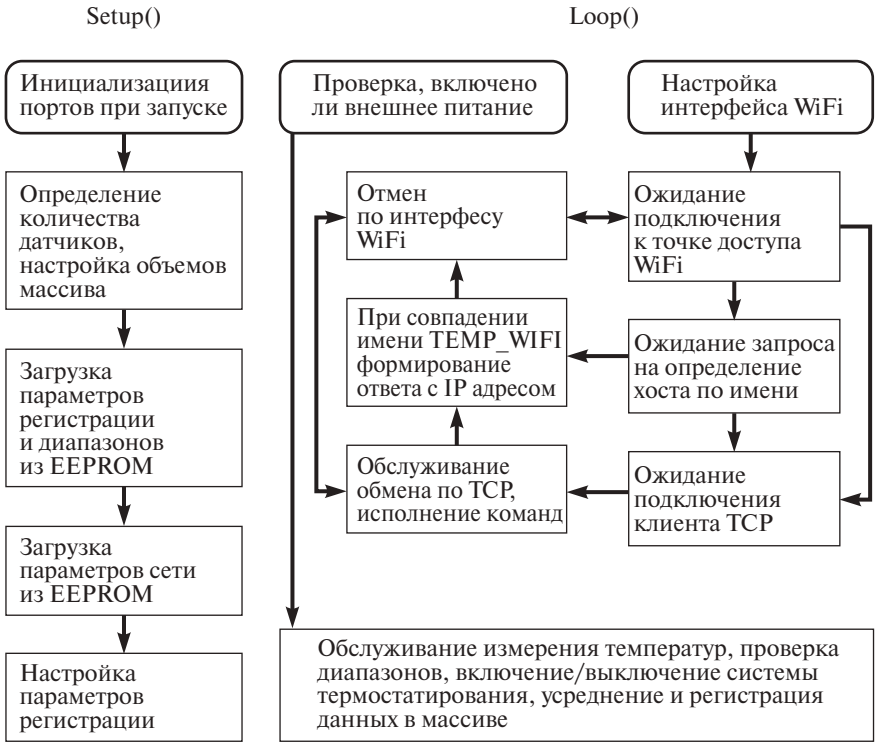


Рис. 2. Блок-схема встроенного программного обеспечения измерителя-регистратора температур. Функция Setup() исполняется однократно при запуске, функция Loop() — циклически.

включения. Для каждой временной позиции графиков могут быть получены значения времени, статуса и температур. В основном окне приложения на графиках мышкой может быть выделен интервал времени, который будет показан в увеличенном масштабе. Также изменение масштаба может осуществляться вращением колесика мышки.

Данные графиков могут быть скопированы в текстовом виде в буфер обмена Windows для последующего использования в приложениях типа Excel или Origin. Данные графиков могут быть сохранены в файле с именем, сформированным по дате и времени включения устройства. При последующем получении данных от той же регистрации данные добавляются к этому файлу, что позволяет сохранять объем данных больший, чем объем массива в измерителе.

Данные из сохраненного файла могут быть вызваны для отображения на графиках с последующим просмотром. Это также делается автоматически при подключении при наличии файла от этого замера. Возможна коррекция показаний датчиков температуры по калибровке с заданием смещения показаний по каждому датчику. Показания с коррекцией выводятся на график текущих значений температуры, при этом в файле данных сохраняются температуры без коррекции, поэтому можно корректировать и ранее записанные данные. Задание границ диапазона датчиков и максимального количества перегревов задает события для включения и выключения системы термостатирования магнита.

Обычно IP-адрес измеритель получает от DHCP-сервера, но возможна настройка подключения измерителя к точке доступа с заданием фиксированного адреса. Если в EEPROM измерителя записан фиксированный IP-адрес, то при подключении к новой локальной сети он может оказаться за пределами допустимого диапазона. В этом случае можно обойти загрузку адреса, тогда при включении Wi-Fi адрес будет назначен DHCP-сервером локальной сети.

4. ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЯ

На рис. 3 показано основное диалоговое окно приложения “Show temperature”. К измерителю подключены три датчика: два установлены на полюсах магнита (верхние графики), один

в комнате (нижний). Значения по горизонтальной шкале измерены в днях месяца, по вертикальной — в градусах Цельсия. Две верхние линии на рис. 3 отображают температуру магнита, нижняя линия — температуру воздуха в экранированной комнате, где установлена магнитная система. Изменение температуры магнита на несколько градусов Цельсия (верхние линии на рис. 3) связано с отключением термостатирования. Изменение температуры в экранированной комнате связано с включением и отключением освещения в ней и работой сплит-системы. Обнаружено, что при заметных изменениях температуры в комнате (на несколько градусов Цельсия) происходит изменение температуры полюсов магнита. Эти небольшие изменения температуры магнита связаны, видимо, с неточной настройкой параметров PID-регулирования штатного терморегулятора магнитной системы.

При нажатии кнопки “Ranges” открывается окно для настройки диапазонов датчиков (Temp On, Temp Off), смещений по калибровке (Offset) и параметров регистрации после запуска (рис. 4).

Таким образом, разработанный измеритель можно использовать, в том числе, и для более точной настройки параметров регулирования. Макет комплекса был испытан нами на действующей магнитной системе специализированного магнитно-резонансного томографа, он показал свою работоспособность и информативность отображаемых данных.

Мы провели эксперимент по сравнению динамики выхода температуры магнитной системы на рабочий режим и изменению при этом частоты ЯМР-сигнала. На рис. 5 отображено изменение температуры полюсов магнита (линии *1, 2*) после включения термоконтроллера системы термостатирования томографа. Ступеньки на линиях *1* и *2* обусловлены величиной чувствительности термодатчиков (0.0625°C), т.е. дискретностью измерений. Плато при достижении установленной температуры означает, что температура на этом участке не выходит за указанный предел. Отображаемые на графиках изменения температуры, меньшие этого значения связаны с процедурой усреднения. Линией *3* представлен график изменения частоты ЯМР-сигнала от времени. Измерение частоты сигнала

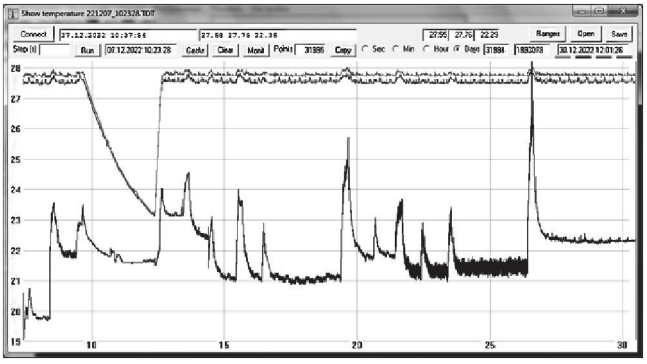


Рис. 3. Основное диалоговое окно приложения “Show temperature”.

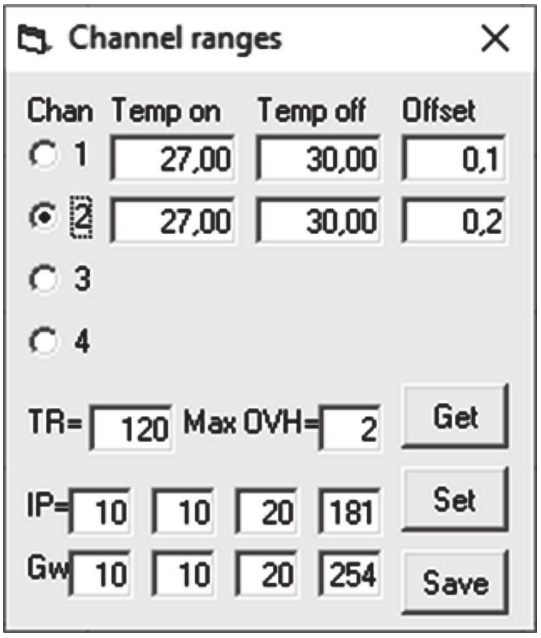


Рис. 4. Окно для настройки диапазонов датчиков (Temp on, Temp off), смещений по калибровке (Offset) и параметров регистрации после запуска.

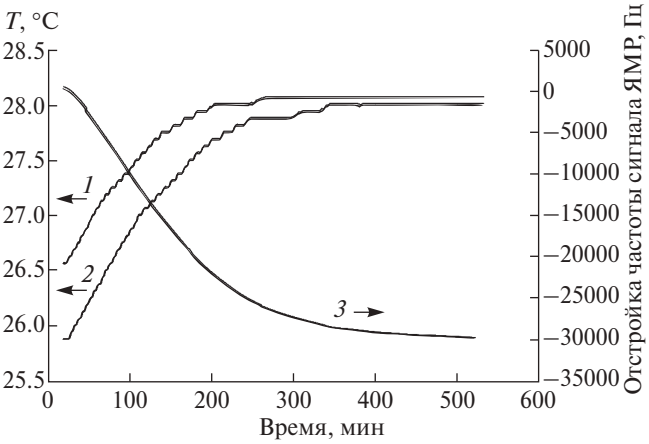


Рис. 5. Изменение температуры полюсов магнита (линии *1, 2*) и частоты сигнала ЯМР (линия *3*) в зависимости от времени после включения системы термостатирования.

ЯМР началось одновременно с включением системы термостатирования магнита.

Из приведенных графиков следует, что изменение частоты сигнала начинается практически одновременно с началом нагрева магнита, а после достижения заданной температуры магнита (по показаниям измерителя температуры) частота сигнала еще продолжает меняться (не менее трех часов). Этот факт надо учитывать при планировании измерений на томографе после выключения/включения системы термостатирования.

5. ВЫВОДЫ

Создан аппаратно-программный комплекс, предназначенный для контроля температуры постоянного магнита магнитно-резонансного томографа и защиты его от перегрева при сбоях штатной системы термостатирования. Комплекс обеспечивает защиту от перегрева, фиксацию времени аварийного выключения и включения системы для принятия решения о начале обследования, а также регистрацию динамики нагрева и остывания магнита для настройки коэффициентов PID-регулирования системы термостатирования. Комплекс был испытан на действующей магнитной системе магнитно-резонансного томографа, он показал свою работоспособность и информативность отображаемых данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИЦ Казанского научного центра РАН (номер регистрации в ЕГИСУ 122011800133-2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физические характеристики материала NdFeB (неодим-железо-бор). Электронный ресурс. https://magnet-prof.ru/index.php/fizicheskie-harakteristiki-ndfeb.html
2. *Салихов К.М., Фаттахов Я.В., Фахрутдинов А.Р., Анашкин В.Н., Шагалов В.А., Биктимиров Э.Ф., Муртазина Э.М., Колесникова Н.В.* // Медицинская техника. 2007. № 5. С. 39.
3. *Шагалов В.А., Фахрутдинов А.Р., Фаттахов Я.В.* // ПТЭ. 2017. № 6. С. 132. https://doi.org/10.7868/S0032816217060118
4. *Баязитов А.А., Фаттахов Я.В., Фахрутдинов А.Р., Шагалов В.А.* // ПТЭ. 2020. № 6. С. 89. https://doi.org/10.31857/S003281622006004X
5. *Карякин А.Т., Иттиев А.В.* // Молодой ученый. 2016. № 10 (114). С. 225. https://moluch.ru/archive/114/30119/
6. *Каплин В.И., Плотникова О.А.* // ПТЭ. 2017. № 1. С. 45. https://doi.org/10.7868/S0032816217010049
7. *Леонтьев А. П., Пивоваров А. А.* // ПТЭ. 2011. № 3. С. 162.
8. *Филатов А.В., Кобзев В.М., Филатов Н.А., Сердюков К.А., Новикова А.А.* // ПТЭ. 2020. № 3. С. 65. https://doi.org/10.31857/S0032816220030106
9. *Одиванов В.Л., Фаттахов Я.В., Фахрутдинов А.Р., Шагалов В.А.* Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2023667480 от 15 августа 2023 г.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 125–130

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.07

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ПРИЕМНИК ДЛЯ ЯМР-ТОМОГРАФА

© 2024 г. В. А. Шагалов[a,*], А. Р. Фахрутдинов[a], Я. В. Фаттахов[a], В. Л. Одиванов[a]

[a]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской академии наук
Россия, 420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7
**e-mail: vash@kfti.knc.ru*

Поступила в редакцию 01.09.2023 г.
После доработки 11.09.2023 г.
Принята к публикации 16.10.2023 г.

Описан широкополосный приемник сигналов ЯМР на современной элементной базе для медицинского томографа. Разработанный приемник выполнен с применением широкополосных комплектующих, что позволяет применять его как для исследования различных ядер, так и для использования в магнитных полях различной напряженности. Указанный приемник может найти применение для работы в составе различных устройств на основе ЯМР, таких как томографы и релаксометры. Для управления приемником разработано устройство на основе микросхемы программируемой логики. Применение микросхем программируемой логики позволяет легко адаптировать приемник для работы с различными протоколами управления в рамках одного устройства, либо в различных устройствах. Для прошивки микросхемы программируемой логики создано встроенное программное обеспечение.

DOI: 10.31857/S0032816224030162 **EDN:** OULPST

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитно-резонансная томография (МРТ) на сегодняшний день является одним из наиболее эффективных методов медицинской диагностики заболеваний. Метод основан на обнаружении изменений релаксационных свойств тканей при развитии различных патологических процессов. Метод является безопасным как для пациентов, так для и врачей, так как он не связан с применением ионизирующего излучения или радиоактивных материалов. Недостатком метода МРТ является его невысокая чувствительность. Традиционным способом повышения отношения сигнал/шум в МРТ является увеличение напряженности основного магнитного поля. Однако магнитно-резонансные томографы с высокими магнитными полями, построенные на массивных сверхпроводящих магнитах, имеют высокую стоимость и сложны в эксплуатации.

В настоящее время в мире наблюдается повышение интереса к средне- и низкополевой томографии [1, 2]. Это обусловлено несколькими причинами. Во-первых, это связано с физическими особенностями поведения спиновых систем в низких магнитных полях, такими, например, как уменьшение времени спин-решеточной релаксации (T_1) с понижением напряженности магнитного поля, что позволяет уменьшить время повтора при сканировании. Также в низких магнитных полях уменьшаются артефакты, связанные с искажениями сигналов на границе между тканями с различной магнитной восприимчивостью. В работе [1] показано, что наилучший контраст белого и серого веществ головного мозга достигается на частотах 10–20 МГц. Таким образом, показано, что наилучший контраст на изображениях может быть достигнут с помощью низкополевых приборов. Во-вторых, совершенствование аппаратно-программного обеспечения (использование сложных радиочастотных катушек и оптимизированных импульсных последовательностей) повышает диагностические возможности низкополевых

систем [2]. К достоинствам таких томографов можно отнести их невысокую стоимость и простоту обслуживания.

В лаборатории методов медицинской физики КФТИ КазНЦ РАН ранее были разработаны и изготовлены несколько магнитно-резонансных томографов на резистивных магнитах с индукцией 0.02 Тл и 0.06 Тл [3].

В настоящее время в лаборатории совместно с ООО “Градиент МРТ” разработан и изготовлен опытный образец магнитно-резонансного томографа на базе постоянного магнита с индукцией поля 0.4 Тл. Для управления работой томографа в лаборатории разработан и изготовлен радиоспектрометр [4], некоторые блоки которого описаны в работах [5, 6]. Описываемый приемник ЯМР-сигнала разработан для работы в составе указанного спектрометра.

Современная элементная база, как правило, позволяет осуществлять управление основными функциями с помощью цифрового интерфейса. Поэтому во многих современных разработках применяются микросхемы программируемой логики для управления различными компонентами разрабатываемых приборов (см., например, [7, 8]). Использование подобных технологий обеспечивает гибкость и универсальность схем управления. Также применение микросхем программируемой логики позволяет перепрограммировать устройство в процессе его эксплуатации. В данном случае управление всеми функциями приемника также выполнено с применением микросхем программируемой логики.

Для работы описываемого приемника разработано встроенное программное обеспечение.

Приемник включает следующие составные блоки:

- регулируемый высокочастотный усилитель для усиления сигнала ЯМР, поступающего с предварительного усилителя, расположенного непосредственно возле приемного датчика,
- двухканальный фазовый детектор для детектирования составляющих сигналов ЯМР с нулевыми и 90-градусными фазами,
- двухканальный регулируемый низкочастотный фильтр для фильтрации детектированных сигналов с нулевыми и 90-градусными фазами,
- двухканальный усилитель низкой частоты,
- запоминающее устройство (ЗУ), предназначенное для хранения набора кодов, необходимых для управления регулируемым высокочастотным усилителем в ходе выполнения импульсной программы,
- устройство управления приемником сигналов ЯМР, предназначенное для связи с шиной управления спектрометра ЯМР, а также для осуществления управления всеми блоками приемника как по командам компьютера, так и под управлением программатора в ходе исполнения соответствующей импульсной программы.

Далее будут более подробно рассмотрены ключевые блоки приемника.

2. ОПИСАНИЕ ПРИЕМНИКА

Блок-схема приемника сигналов ЯМР представлена на рис. 1. В качестве входного усилителя в описываемом приемнике применен регулируемый усилитель фирмы Analog Devices AD8369 [9]. К достоинствам данной микросхемы можно отнести достаточно широкую полосу частот и низкий уровень собственных шумов. Также в этом усилителе осуществляется цифровая регулировка усиления, что позволяет исключить из схемы приемника отдельный атенюатор. Радиочастотный сигнал с предварительного усилителя поступает на регулируемый усилитель через широкополосный трансформатор. Далее высокочастотный сигнал поступает на два фазовых детектора — аналоговых перемножителя, на другие входы которых подаются опорные сигналы с нулевой и 90-градусной фазами соответственно. На выходе перемножителей формируются низкочастотные сигналы действительной и мнимой составляющих сигнала ЯМР, которые подаются на управляемые фильтры нижних частот, выполеннные на микросхемах MAX295 фирмы Maxim [10]. Указанные фильтры реализованы на основе переключаемых конденсаторов, они позволяют сконструировать легко перестраиваемые фильтры нижних частот высокого порядка. Перестройка полосы пропускания фильтров осуществляется изменением управляющей частоты. В разработанном нами варианте радиоспектрометра возможен выбор из четырех значений ширины полосы. Далее отфильтрованные сигналы усиливаются усилителями низких частот, оцифровываются аналого-цифровыми преобразователями и поступают на обработку в компьютер.

Управление узлами приемника осуществляется устройством, разработанным на основе микросхемы программируемой логики фирмы Altera серии MAX7000 (EPM7128) [11]. Специализированное программное обеспечение на основе микросхемы программируемой логики разработано нами на языке описания аппаратуры высокого уровня Verilog [12]. Для разработки, отладки и программирования на основе микросхемы программируемой логики использовалась система сквозного проектирования цифровых устройств Altera Quartus II Web Edition Software v7.0 фирмы разработчика применяемых микросхем [13]. На рис. 2 представлена блок-схема программы для управления приемником.

Назначение устройства управления состоит в осуществлении связи приемника с шиной спектрометра, а также в формировании сигналов управления блоками приемника. Программирование на основе микросхемы программируемой логики осуществляется с помощью протокола JTAG из программной среды разработки Altera Quartus II Web Edition.

Одним из достоинств применяемой элементной базы является то, что в микросхемах программируемой логики данной серии, в отличие от большинства других подобных микросхем, используется пятивольтовое питание, как и в цифровой части спектрометра. Это позволяет исключить преобразователи уровня, упрощает подключение к шине спектрометра и повышает надежность устройства. В качестве основы устройства управления также могут использоваться микросхемы указанной серии с большим числом логических ячеек (например, EPM7160). Подробнее созданое встроенное программное обеспечение описано в Свидетельстве о государственной регистрации программ для ЭВМ [14]. Связь приемника со спектрометром осуществляется по двунаправленной шине в составе:

- шины адреса A[4..0] размером 5 бит,
- двунаправленной шины данных D[5..0] размером 6 бит,
- стробов записи и чтения W и R,
- строба с программатора inc_a_pr для переключения адреса запоминающего устройства.

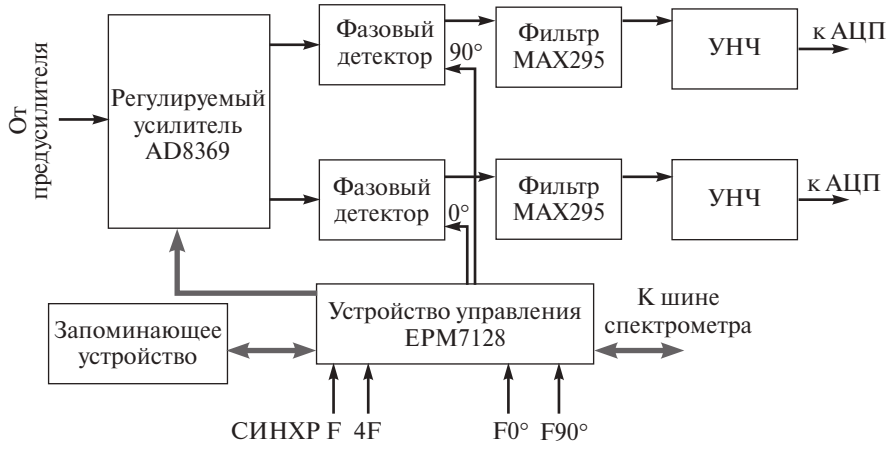


Рис. 1. Блок-схема приемника.

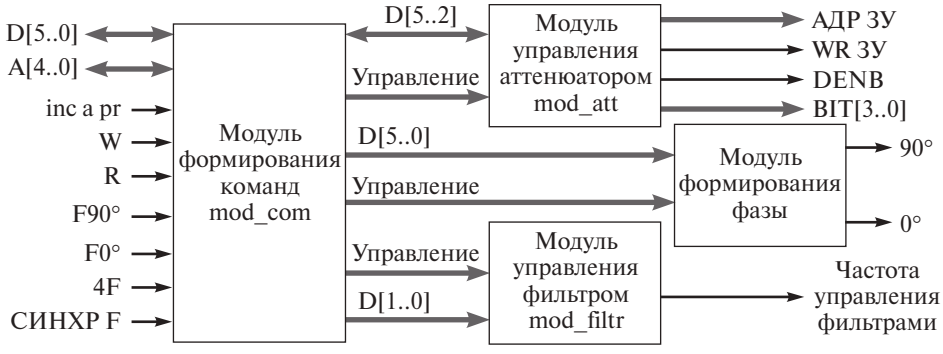


Рис. 2. Блок-схема программы для управления приемником.

Кроме указанных сигналов, на модуль управления также подаются сигналы опорной частоты F с фазами 0 и 90°, либо учетверенная частота 4F и сигнал синхронизации приемника и передатчика, что позволяет реализовать функционирование приемника в двух версиях.

В состав приемника также входит запоминающее устройство для хранения кодов управления усилением входного усилителя. Загрузка ЗУ осуществляется по шине спектрометра, а переключение адреса возможно как по команде от компьютера, так и по сигналу от программатора. В качества ЗУ может быть применена любая пятивольтовая четырехбитная память с паралельной загрузкой емкостью не менее 512 слов. В данном случае применена одна микросхема К132РУ8.

Встроенное программное обеспечение допускает функционирование приемника в двух версиях. Синтезатор частот в первом варианте спектрометра работает на учетверенной частоте, а рабочая частота формируется в приемнике и передатчике спектрометра при помощи четырехфазных триггеров (соответственно, формируются сигналы рабочей частоты с фазами 0°, 90°, 180° и 270°, а для синхронизации триггеров приемника и передатчика используется специальный синхросигнал). В другом же варианте спектрометра синтезатор формирует сигналы на рабочей частоте и имеет возможность непосредственно формировать фазы 0°, 90°, 180° и 270° рабочей частоты для приемника и передатчика. Для работы приемника могут быть использованы любые две фазы рабочей частоты, сдвинутые на 90°.

Встроенное программное обеспечение для управления приемником содержит следующие модули:

1) модуль формирования команд (mod_com),
2) модуль управления аттенюатором (mod_att),
3) модуль формирования фазы (mod_ph),
4) модуль управления фильтром (mod_filtr).

Модуль формирования команд (mod_com) предназначен для связи приемника со спектрометром и далее с компьютером. В устройстве управления осуществляется дешифрация адреса для обращения к данному устройству. Также в этом модуле вырабатываются команды для управления всеми другими блоками, входящими в состав приемника.

Как указывалось ранее, в качестве входного усилителя в описываемом приемнике применен регулируемый усилитель фирмы Analog Devices AD8369, включенный по стандартной схеме согласно работе [9]. Цифровая регулировка усиления AD8369 может осуществляться как по последовательному, так и по параллельному интерфейсу. В данном устройстве управление реализовано по параллельному интерфейсу, так как в спектрометре управление осуществляется по паралельной шине.

При параллельной работе четырехбитные данные устанавливаются на выводах от BIT3 до BIT0 и передаются в регистр управления усилением через мультиплексор. Данные фиксируются в регистре управления усилением микросхемы на спадающем фронте сигнала на входе DENB. Параллельный код BIT3-BIT0 а также строб DENB формируются в модуле управления аттенюатором (mod_att), что позволяет изменять усиление в диапазоне 0–45 дБ с шагом 3дБ. Четырехбитное слово управления может непосредственно записываться в регистр управления усилением микросхемы AD8369 через буферный регистр с шины данных спектрометра. В случае необходимости изменять усиление в процессе работы импульсной программы в ЗУ приемника формируется массив четырехбитных данных для управления усилением, что позволяет выбирать шкалу для каждого цикла фазокодирования. Переключение усиления в этом случае осуществляется по стробу программатора inc_a_pr. Для запоминающего устройства (1024 четырехбитных слова) в модуле управления аттенюатором имеются адресный счетчик для адресации ЗУ и схема мультиплексирования сигналов BIT3-BIT0.

Фазовые детекторы выполнены на основе двойных балансных смесителей 174ПС1. Входной сигнал подается дифференциально с входного усилителя через разделительные конденсаторы. Опорные сигналы с фазами 0° и 90° через разделительные конденсаторы подаются с устройства управления.

Сигналы опорной частоты с фазами 0° и 90° для фазовых детекторов формируются в модуле формирования фазы (mod_ph). Возможны два способа выработки опорных частот. В первом случае опорные частоты с фазами 0° и 90° формируются четырехфазным триггером из сигнала учетверенной рабочей частоты 4F, поступаю-

щего с синтезатора частот. В этом случае для синхронной работы приемника с передатчиком используется сигнал синхронизации, поступающий из передатчика. Во втором способе опорные частоты из синтезатора подаются одновременно на приемник и передатчик.

Как указывалось ранее, в приемнике применены управляемые фильтры нижних частот, выполеннные на микросхемах MAX295 фирмы MAXIM на основе переключаемых конденсаторов, что позволяет сконструировать легко перестраиваемые фильтры нижних частот. Данная микросхема представляет собой фильтр Баттерворта восьмого порядка.

Управление полосой пропускания подобного фильтра осуществляется изменением управляющей частоты, подаваемой на микросхему. Полоса пропускания фильтра может изменяться от 0.1 Гц до 50 кГц, она равняется 1/50 управляющей частоты.

Для управления полосой пропускания фильтра в модуле управления фильтром формируется дискретный набор частот, соответствующий полосам пропускания фильтра 4, 8, 16 или 32 кГц. Конкретная полоса пропускания выбирается путем передачи на микросхему фильтра соответствующей управляющей частоты. Переключение полосы осуществляется подачей двухбитного кода на управляющие входы мультиплексора, через который управляющяя частота поступает на микросхемы фильтров. Набор частот пропускания фильтра может быть легко изменен перепрошивкой микросхемы программируемой логики в процессе эксплуатации приемника.

В качестве усилителей низкой частоты в приемнике применены прецизионные операционные усилители OP177 фирмы Analog Devices.

3. ИЗМЕРЕНИЯ

Как было отмечено ранее, представленный приемник должен работать в составе спектрометра для томографа с индукцией магнитного поля 0.4 Тл. Резонансные частоты различных ядер меняются в данном поле от 1.266 МГц для 14N до 17.511 МГц для 1H. Поскольку разработанный приемник выполнен с применением достаточно широкополосных комплектующих, предполагается возможность работы разработанного прибора в широком диапазоне частот. Для проверки данного предположения была измерена зависимость усиления приемника от частоты (рис. 3).

Из представленной амплитудно-частотной характерискики видно, что уровень выходного сигнала незначительно уменьшается на высоких частотах. Таким образом, использование данного приемника вполне возможно для частот до 20 МГц. На амплитудно-частотной зависимости точки (кроме двух крайних) соответствуют резонансным частотам различных ядер в поле 0.4 Тл. Некоторые из них на рис. 3 отмечены стрелками. Видно, что с помощью данного приемника могут проводиться эксперименты на различных ядрах, в том числе, например, на ядрах 23Na.

В ходе измерений также была проверена линейность регулировки усиления встроенным в микросхему аттенюатором. На рис. 4 представлена зависимость выходного сигнала от установки аттенюатора.

Видно, что переключение усиления происходит достаточно линейно, и при изменении величины ослабления на 20 дБ величина сигнала изменяется как раз на порядок.

Основные технические характерискики приемника:

чувствительность:	не хуже 100 мкВ,
усиление:	не менее 1000,
диапазон рабочих частот:	1 — 20 МГц,
диапазон регулировки усиления:	45 дБ,
шаг регулировки усиления:	3 дБ.

4. ВЫВОДЫ

Применение современной элементной базы позволяет разработать достаточно простой в плане схемотехники прибор с хорошими характеристиками. Разработанный приемник, выполненный на широкополосных элементах, позволяет применять его как для исследования различных ядер, так и для использования в магнитных полях различной напряженности. Указанный приемник может найти применение для работы в составе различных устройств на основе метода ЯМР, таких как томографы и релаксометры различного назначения.

Применение микросхем программируемой логики позволяет легко адаптировать приемник для работы с различными протоколами управления в рамках одного устройства, либо в различных устройствах.

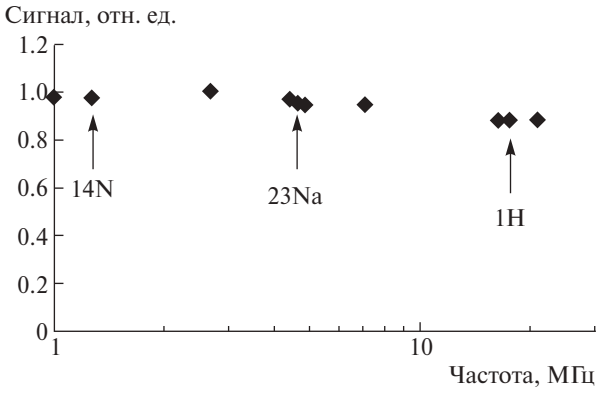


Рис. 3. Зависимость усиления приемника от частоты. По вертикальной оси приведена величина сигнала, нормированная на максимальную величину. Стрелками обозначены резонансные частоты некоторых ядер.

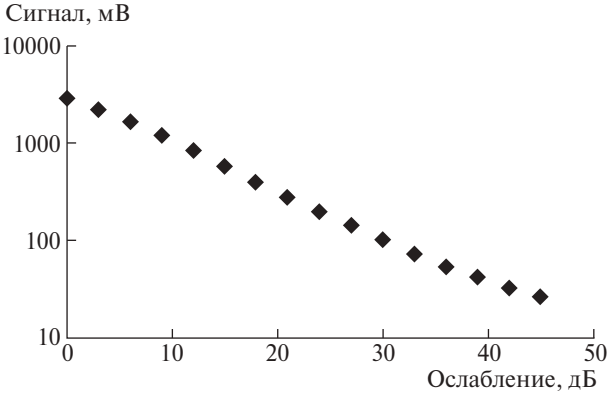


Рис. 4. Зависимость выходного сигнала приемника от установки аттенюатора.

Для работы микросхемы программируемой логики разработано встроенное программное обеспечение на языке описания аппаратуры высокого уровня Verilog.

Для управления приемником ЯМР-спектрометра томографа разработаны соответствующие библиотеки в составе приложения верхнего уровня.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИЦ Казанского научного центра РАН (номер регистрации в ЕГИСУ 122011800133-2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Helmut W. Fischer, Peter A. Rinck, Yves van Haverbeke, Robert N. Muller* // Magnetic resonance in medicine. 1990. V. 16. P. 317.
https://doi.org/10.1002/mrm.1910160212
2. *Sarracanie M., LaPierre C.D., Salameh N., Waddington D.E.J., Witzel1 T., Rosen M.S.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. P. 15177.
https://doi.org/10.1038/srep15177
3. *Салихов К.М., Фаттахов Я.В., Фахрутдинов А.Р., Анашкин В.Н., Шагалов В.А., Биктимиров Э.Ф., Муртазина Э.М., Колесникова Н.В.* // Медицинская техника. 2007. № 5. С. 39.
4. *Шагалов В.А., Фахрутдинов А.Р., Фаттахов Я.В.* // ПТЭ. 2017. № 6. С. 132.
https://doi.org/10.7868/S0032816217060118
5. *Габидуллин Д.Д., Гафиятуллин Н.М., Крылатых Н.А., Фаттахов Я.В.* // ПТЭ. 2012. № 4. С. 49.
6. *Баязитов А.А., Фаттахов Я.В., Фахрутдинов А.Р., Шагалов В.А.* // ПТЭ. 2020. № 6. С. 89.
https://doi.org/10.31857/S003281622006004X
7. *Кашаев Р.С., Темников А.Н., Ч. В. Тунг Ч.В., Н. Т. Киен Н.Т., О. В. Козелков О.В.* // ПТЭ. 2019. № 2. С. 145.
https://doi.org/10.1134/S003281621902023X
8. *Ксенофонтов С.Ю., А. В. Купаев А.В., Василенкова Т.В., Терпелов Д.А., Шилягин П.А., Моисеев А.А., Геликонов Г.В.* // ПТЭ. 2021. № 5. С. 131.
https://doi.org/10.31857/S0032816221040224
9. Регулируемый усилитель AD8369.
https://www.farnell.com/datasheets/2250847.pdf
10. Управляемый фильтр низких частот MAX295.
https://www.farnell.com/datasheets/1911554.pdf
11. Микросхемы программируемой логики MAX7000.
https://static.chipdip.ru/lib/223/DOC000223958
12. Verilog Resources.
https://verilog.com
13. Среда разработки Quartus II Web Edition.
https://hamblen.ece.gatech.edu/UP3/quartusii_handbook.pdf
14. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2023616815 от 03.04.2023 г.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 131–135

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК: 681.883.67

ИЗМЕРЕНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ В ПОЛОСЕ РАБОЧИХ ЧАСТОТ

© 2024 г. В. Ю. Нерук[a], П. П. Пивнев[a], Д. А. Давыдов[a,*]

[a]Южный федеральный университет
Россия, 347928, Таганрог, пер. Некрасовский, 44
**e-mail: d.davydov505@gmail.com*

Поступила в редакцию 21.08.2023 г.
После доработки 25.10.2023 г.
Принята к публикации 20.12.2023 г.

Приводятся результаты лабораторных измерений диаграмм направленности широкополосных антенн с применением линейной частоты модуляции (ЛЧМ) сигнала. Исследования проводились на базе уникальной научной установки “Имитационно-натурный гидроакустический комплекс” (УНУ “ИНГАК”) кафедры электрогидроакустической и медицинской техники Института нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета. Особенностью эксперимента является то, что при одном проведении измерения диаграммы направленности антенны охватывается весь диапазон рабочих частот излучателя, выделение интересующих частот осуществлялось путем цифровой обработки полученных данных.

DOI: 10.31857/S0032816224030179 **EDN:** OUIYVR

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время гидроакустические приборы и системы широко развиваются. Одним из важнейших элементов любой гидроакустической станции является гидроакустическая антенна [1]. При разработке и настройке гидроакустической станции важно знать реальные (измеренные) параметры диаграммы направленности (ДН) антенны в диапазоне рабочих частот. Методы гидроакустики могут быть более эффективными при построении аппаратуры при использовании сложных широкополосных сигналов. Для подводного наблюдения с помощью сложных сигналов удается расширить зону обнаружения за счет увеличения дальности действия. С другой стороны, использование широкополосных сигналов позволяет существенно увеличить разрешающую способность. В звукоподводной гидроакустической связи при нарастающем потоке информационных данных без широкополосных сигналов просто не обойтись. Наиболее сложным звеном гидроакустических станций, с точки зрения обеспечения широкой полосы пропускания, являются гидроакустические антенны. Особенно актуален этот вопрос для излучающих антенн. Измерения основных акустических характеристик широкополосных гидроакустических систем при экспериментальных исследованиях проводятся в соответствии со стандартными правилами и методиками. Однако при исследовании широкополосных систем имеется ряд особенностей.

2. ОПИСАНИЕ ИМЕРЯЕМОЙ АНТЕННЫ И ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве измеряемой антенны использовалась антенна накачки параметрического профилографа [2, 3], разработанная на кафедре электрогидроакустической и медицинской техники Южного федерального университета (рис. 1). Характеристики антенны накачки представлены в табл. 1.

Рис. 1. Антенна накачки параметрического профилографа.

Таблица 1. Характеристики антенны накачки

Параметр	Значение
Количество каналов	2
Центральная частота высокочастотного канала	152 кГц
Центральная частота низкочастотного канала	135 кГц
Полоса пропускания высокочастотного канала	40 кГц
Полоса пропускания низкочастотного канала	40 кГц
Ширина характеристики направленности ВЧ-канала на центральной частоте	3°

Эксперимент проводился на ВЧ-канале антенны. Известно, что характеристика направленности антенны зависит от рабочей частоты антенны — чем больше частота, тем уже характеристика направленности (при одинаковой апертуре антенны). Расчетная ширина диаграмм [4, 5] направленности измеряемой антенны накачки по уровню –3 дБ (0.707) составляет примерно 3.5°, 3° и 2.5° на частотах 133, 152 и 172 кГц соответственно.

Эксперимент записи диаграммы направленности антенны осуществляется по трем методикам.

1. С использованием аналогового самописца уровня на тональном сигнале.

2. С использованием аналого-цифрового преобразователя (АЦП), внесенного в реестр измерительных устройств, на тональном сигнале.

3. С использованием АЦП, внесенного в реестр измерительных устройств, на ЛЧМ-сигнале с последующим выделением интересующей частоты посредством цифровой обработки сигналов.

3. ЗАПИСЬ ДАННЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ НА ЛЧМ-СИГНАЛЕ

Запись (регистрация) данных диаграмм направленности антенны на ЛЧМ-сигнале выполнялась на лабораторной установке, структурная схема которой показана на рис. 2.

Запись диаграммы направленности с помощью АЦП проводилась по методу подвижной антенны в импульсном режиме. Диаграмма направленности записывалась один раз на ЛЧМ-сигнале. Изменение частоты в сложном сигнале выбрано по полосе пропускания антенны от 133 кГц до 172 кГц. Принимаемые гидрофоном аналоговые сигналы преобразовывались в цифровой вид с частотой дискретизации 1.5 МГц.

Запись диаграммы направленности проводилась по следующему алгоритму.

1. Установка ориентации антенны акустической осью на гидрофон.

2. Поворот антенны против часовой стрелки на 90°.

3. Запуск излучения.

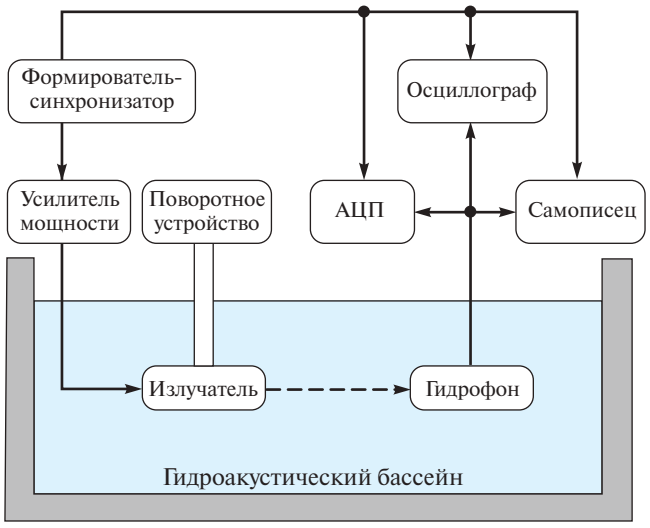


Рис. 2. Структурная схема экспериментальной установки.

4. Синхронизированный старт поворота антенны по часовой стрелке на 180° и начало записи АЦП и самописца.

5. После поворота антенны на 180° осуществлялся синхронизированный стоп поворота и стоп записи АЦП и самописца.

6. Цифровая обработка записанных данных.

Данные в цифровом виде регистрировались с помощью программного обеспечения сбора данных PowerGraph. На рис. 3 представлен пример принимаемых данных в виде двух графиков: на верхнем — импульсы синхронизации, на нижнем — принимаемые гидрофоном оцифрованные импульсы, излучаемые антенной. Амплитуда импульсов соответствует акустическому давлению в точке установки гидрофона. По мере поворота антенны на 180° амплитуда импульсов изменяется. Один импульс в окне программы сбора данных PowerGraph приведен в увеличенном масштабе на рис. 4.

4. ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА И ФИЛЬТРАЦИЯ ПОЛУЧЕНОГО СИГНАЛА

После записи данных на ЛЧМ-сигнале осуществляется цифровая обработка сигнала по следующему алгоритму.

1. Конвертирование сигнала в матрицу Matlab.

2. Синтез цифрового полосового фильтра и настройка на интересующую частоту.

3. Поиск значений синхроимпульса.

4. Выделение фронта синхроимпульса, запись значений в массив.

5. Выделение каждой посылки сигнала по фронту синхроимпульса.

6. Фильтрация каждой посылки сигнала с помощью синтезированного фильтра.

7. Вычисление действующего значения каждой фильтрованной посылки сигнала.

8. Запись вычисленных значений в массив.

9. Построение графика.

10. Сравнение полученных данных с данными предыдущего эксперимента.

Для выделения интересующей частоты используется узкополосный цифровой полосовой фильтр 1000-го порядка с полосой пропускания 2 кГц. Характеристика фильтра, настроенного на центральную частоту 133 кГц, представлена на рис. 5.

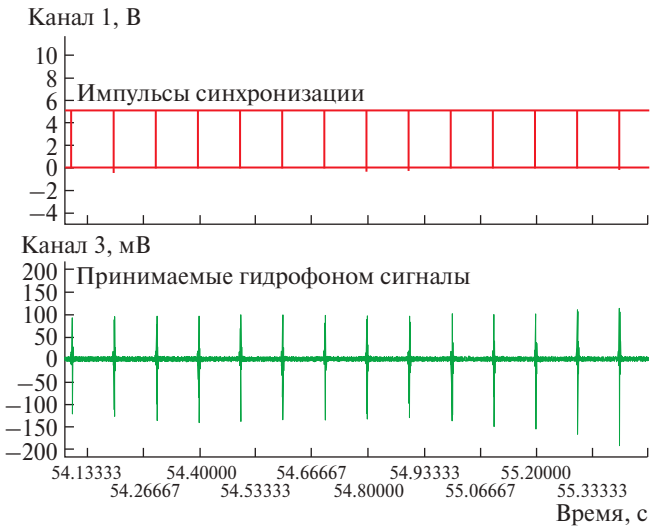


Рис. 3. Данные, полученные с помощью программного обеспечения PowerGraph.

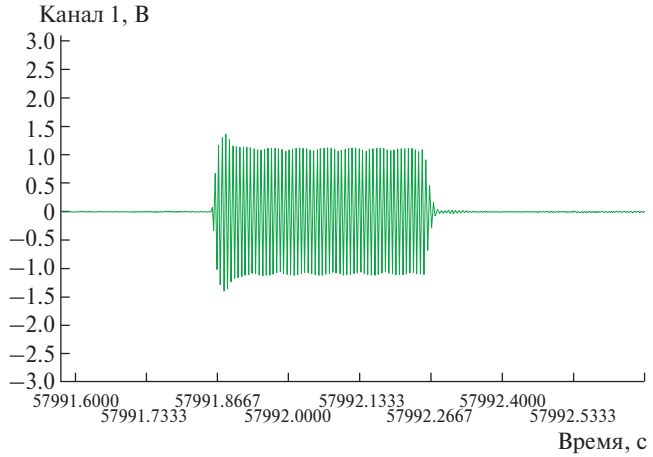


Рис. 4. Данные, полученные с помощью программного обеспечения PowerGraph.

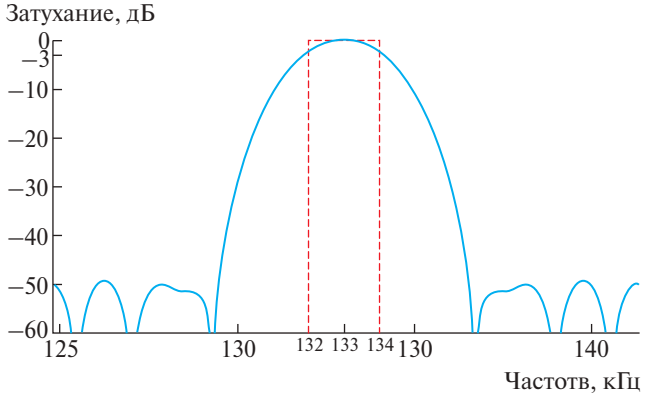


Рис. 5. Амплитудно-частотная характеристика цифрового полосового фильтра.

Данный тип фильтра применяется для фильтрации каждой частоты (при фильтрации происходит изменение центральной частоты). Единичная посылка ЛЧМ-сигнала представлена на рис. 6. После фильтрации сигнал приобретает форму, показанную на рис. 7.

После фильтрации вычисляется действующее значение каждой отфильтрованной посылки и строится отображение диаграммы направленности.

5. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Далее представлены результаты выделения диаграмм направленности и их сравнение с данными, записанными по двум методикам на трёх частотах: 133, 152 и 172 кГц, что соответствует нижней, центральной и верхней частотам полосы пропускания антенны соответственно. Наибольший интерес представляет участок от 0 до –20 дБ (форма и ширина основного лепестка диаграммы направленности по уровню –3 дБ [6-8], положение и уровень первых боковых лепестков). После –20 дБ данные могут расходиться, так как динамические диапазоны сравниваемых методик регистрации могут различаться.

Ширина регистрируемой диаграммы направленности на частоте 133 кГц, как видно на рис. 8, примерно равна 3.5°.

Ширина регистрируемой диаграммы направленности на частоте 152 кГц, как видно на рис. 9, примерно равна 3°.

Ширина регистрируемой диаграммы направленности на частоте 172 кГц, как видно на рис. 10, примерно равна 2.5°.

Анализируя полученные результаты эксперимента, можно сделать вывод о том, что выделенная диаграммы направленности из данных, регистрируемых на ЛЧМ-сигнале, повторяет форму и ширину диаграммы направленности, записанной на тональном сигнале в цифровом виде. Также выделенные диаграммы направленности из ЛЧМ-сигнала повторяют форму и ширину диаграммы направленности, записанной аналоговым самописцем уровня.

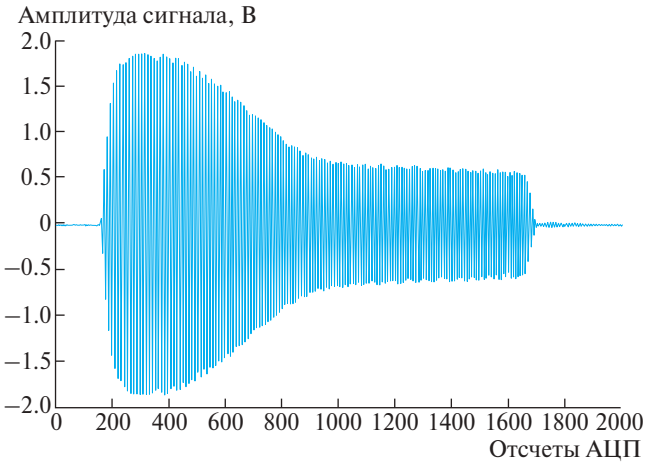


Рис. 6. Единичный оцифрованный импульс ЛЧМ-сигнала.

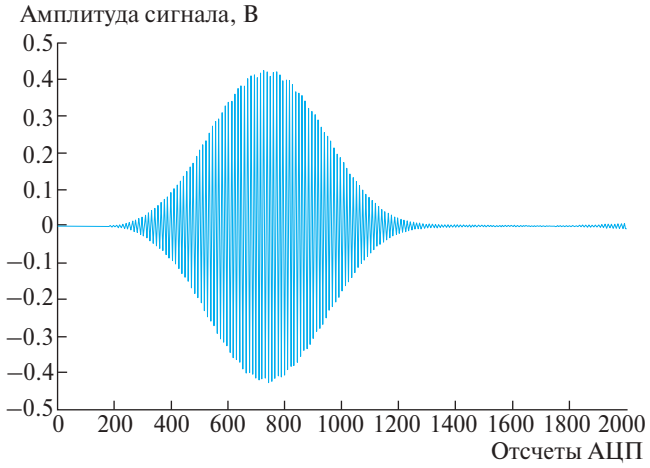


Рис. 7. Форма сигнала, прошедшего через полосовой фильтр с центральной частотой 133 кГц.

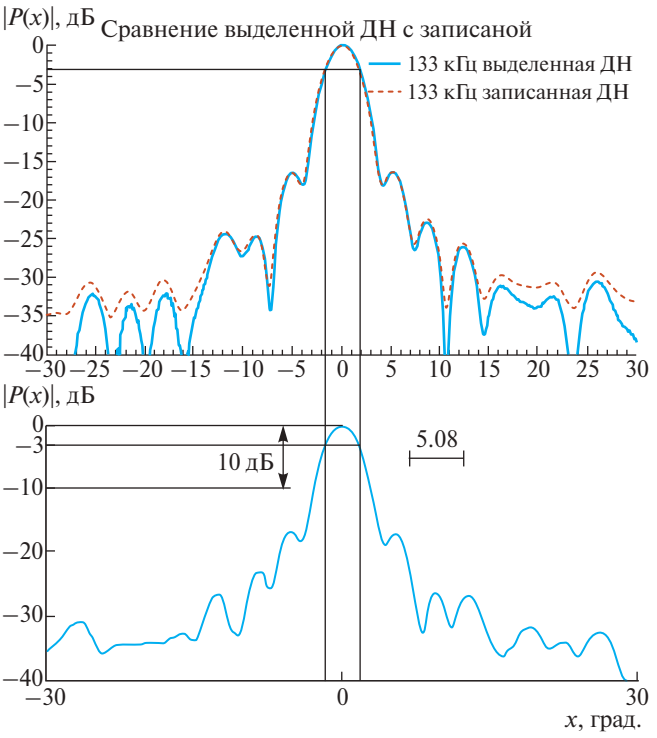


Рис. 8. Сравнение диаграмм направленности: выделенной из ЛЧМ-сигнала и записанной на тональном сигнале 133 кГц в цифровом и аналоговом видах.

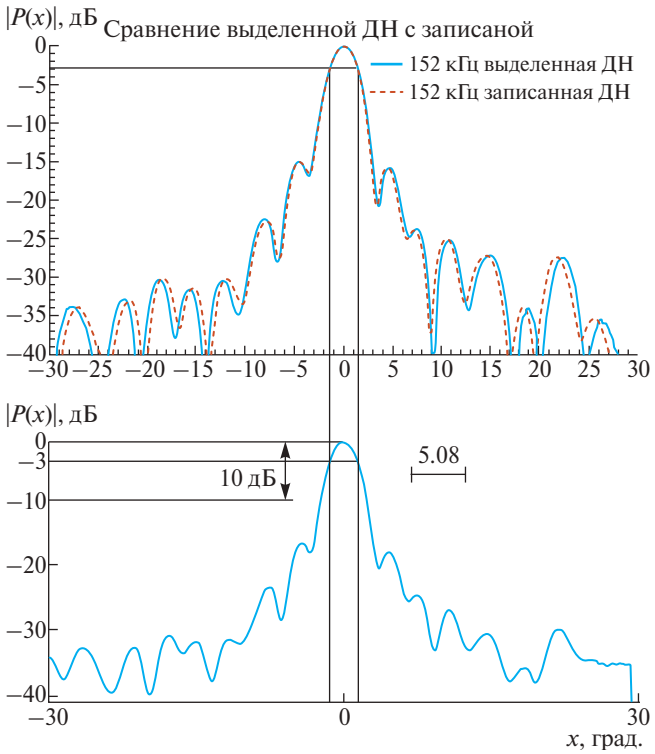


Рис. 9. Сравнение диаграмм направленности: выделенной из ЛЧМ-сигнала и записанной на тональном сигнале 152 кГц в цифровом и аналоговом видах.

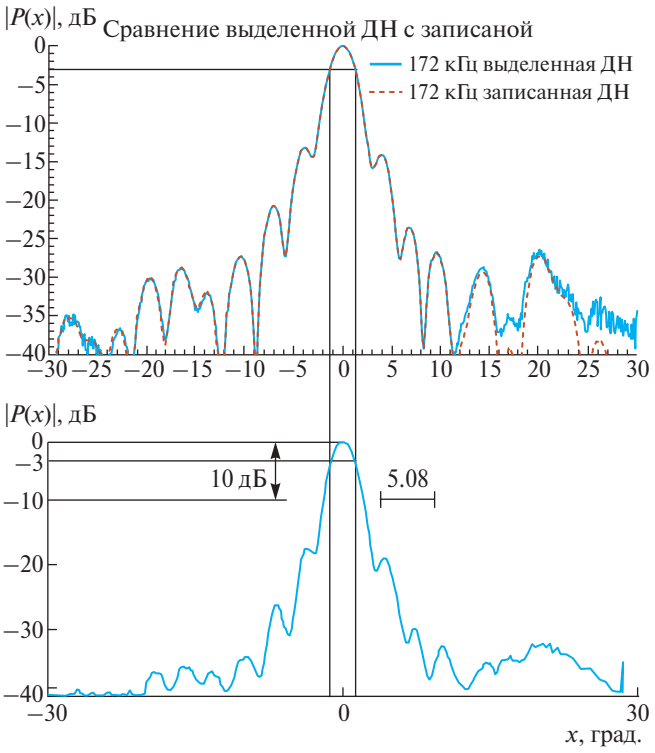


Рис. 10. Сравнение диаграмм направленности: выделенной из ЛЧМ-сигнала и записанной на тональном сигнале 172 кГц в цифровом и аналоговом видах.

6. ВЫВОДЫ

Преимуществом записи диаграммы направленности на ЛЧМ-сигнале является то, что при одном проведении измерения диаграммы направленности антенны в гидроакустическом бассейне охватывается весь диапазон рабочих частот излучателя [9]. Используя методы цифровой обработки сигналов, исследователь получает возможность выделить диаграммы направленности на любой частоте полосы пропускания антенны, что значительно упрощает процедуру проведения измерений и сокращает время измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Боббер Р.* Гидроакустические измерения. Москва: Мир. 1974.
2. *Богородский В.В., Зубарев Л.А., Корепин Е.А., Якушев В.И.* Подводные электроакустические преобразователи. Расчет и проектирование. Справочник. Л: Судостроение, 1983.
3. *Смарышев М.Д., Добровольский Ю.Ю.* Гидроакустические антенны: Справочник по расчету направленных свойств гидроакустических антенн. Л: Судостроение, 1984.
4. *Колесников А. Е.* Акустические измерения. Л: Судостроение, 1983.
5. *Солдатов Г.В., Нерук В.Ю., Лагута М.В.* Способ расширения диаграммы направленности параметрической антенны // Известия Южного федерального университета. 2018. № 2018. С. 75. DOI: 10.23683/2311-3103-2018-6-75-84;
6. *Евтютов А.П., Колесников А.Е., Корепин Е.А. и др.* Справочник по гидроакустике. Л: Судостроение, 1988.
7. *Джонсон Р.С., Экер Г.А., Холлис Р.Г.* Определение диаграммы направленности антенн по результатам измерений в ближней зоне // ТИИЭР. 1973. Т. 61. № 12. С. 5.
8. *Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д, Курочкин А.П., Усин В.А., Шифрин Я.С.* Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. Л: Наука, 1985.
9. *Смарышев Н.Д.* Направленность гидроакустических антенн. Л: Судостроение, 1973.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 136–138

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК: 681.883.67

ВЛИЯНИЕ БОКОВОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЭКРАНА НА ДИАГРАММУ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ ГИДРОЛОКАТОРА БОКОВОГО ОБЗОРА

© 2024 г. П. П. Пивнев[a], Д. А. Давыдов[a,]*, В. Ю. Нерук[a]

[a]Южный федеральный университет
Россия, 347928, Таганрог, пер. Некрасовский, 44
**e-mail:d.davydov505@gmail.com*

Поступила в редакцию 22.08.2023 г.
После доработки 25.10.2023 г.
Принята к публикации 29.11.2023 г.

Рассматривается эксперимент по установке боковых акустических экранов из стали на различной высоте от излучающей поверхности, записываются диаграммы направленности и анализируется ширина основного лепестка в вертикальной плоскости на уровне 0.707 в зависимости от высоты установки боковых акустических экранов.

DOI: 10.31857/S0032816224030182 **EDN:** OUCEXO

1. ВВЕДЕНИЕ

Гидролокатор бокового обзора (ГБО) является одним из самых простых и в то же время достаточно информативным обзорно-поисковым гидроакустическим прибором [1]. Немалую роль в ГБО играют характеристики приемоизлучающей антенны, такие как чувствительность в режимах излучения и приема, активная составляющая полного сопротивления и направленность.

Гидроакустическая антенна, состоящая из отдельных пьезоэлектрических преобразователей, обладает определенными направленными свойствами. Направленность антенны зависит от ее формы и волновых размеров. Для обеспечения излучения или приема акустических сигналов в определенном направлении гидроакустические антенны экранируют.

Изучение вопросов экранирования [2] гидроакустических антенн включает в себя изучение акустических свойств экранов и влияния акустических экранов на характеристики антенн.

2. ОПИСАНИЕ МАКЕТОВ

В настоящей работе приведены результаты макетирования антенн ГБО, связанные с поиском оптимального расположения акустических экранов для обеспечения необходимой ширины диаграммы направленности.

Конструкция макета антенны ГБО приведена на рис. 1.

При проведении эксперимента были изготовлены три макета:

- макет № 1 — боковой акустический экран антенны ГБО устанавливался вровень с излучающей поверхностью пьезоэлементов (рис. 2);
- макет № 2 — боковой акустический экран антенны ГБО устанавливался на 0.7 мм ниже излучающей поверхности пьезоэлементов, что составило 0.14l (длины волны) на частоте 290 кГц (рис. 3);
- макет № 3 — боковой акустический экран антенны ГБО устанавливался на 0.7 мм выше излучающей поверхности пьезоэлементов (рис. 4).

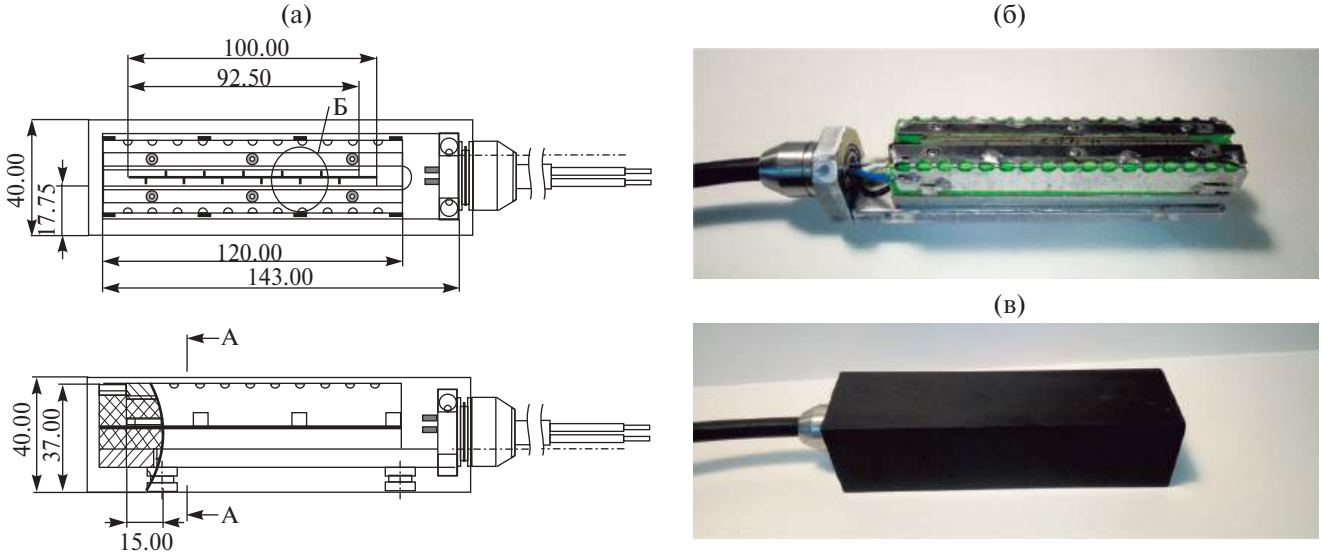


Рис. 1. Конструкция макета антенны ГБО: **а** — эскиз макета, **б** — макет до герметизации, **в** — макет после герметизации.

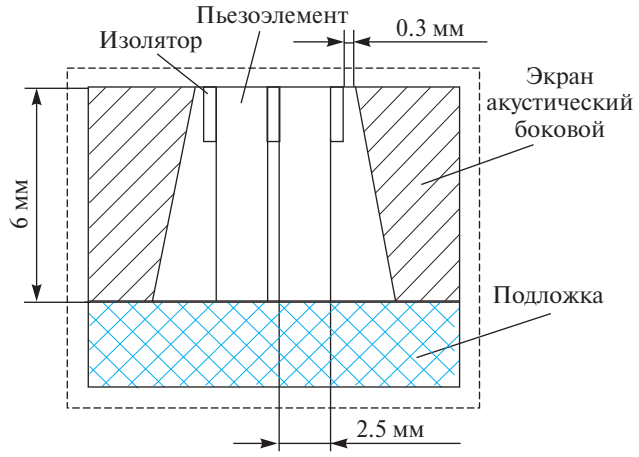


Рис. 2. Эскиз макета № 1 антенны ГБО (боковые акустические экраны вровень с поверхностью пьезоблока).

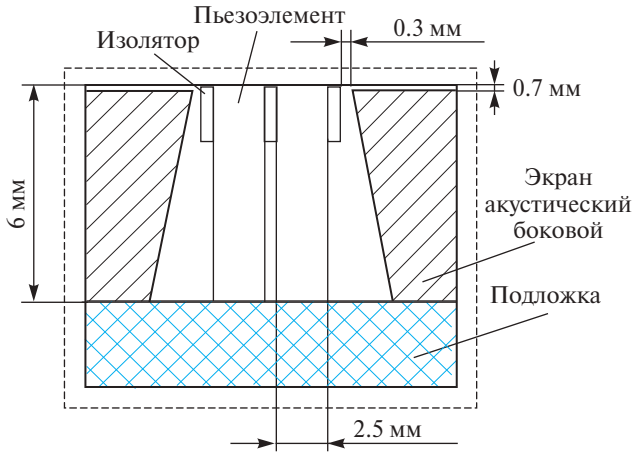


Рис. 3. Эскиз макета № 2 антенны ГБО (боковые акустические экраны на 0.7 мм ниже поверхности пьезоблока).

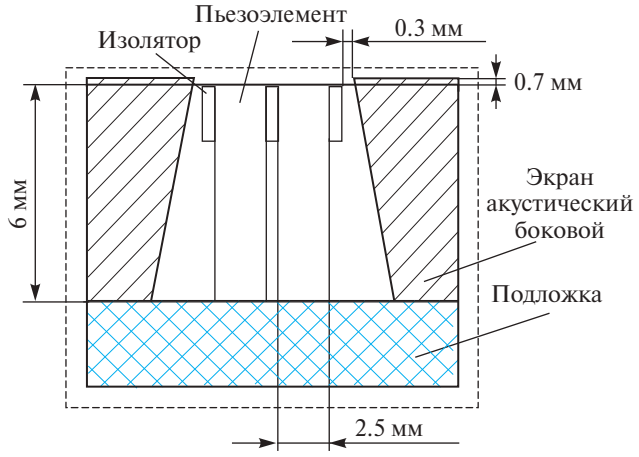


Рис. 4. Эскиз макета № 3 антенны ГБО (боковые акустические экраны на 0.7 мм выше поверхности пьезоблока).

Макеты антенны ГБО собирались из пьезоэлементов с резонансной частотой 290 кГц, в качестве акустических боковых экранов применялись металлические планки из стали Ст-3.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В данном эксперименте нас интересовала ширина основного лепестка диаграммы направленности (ДН) в вертикальной плоскости [3, 4].

Исследования проводились на базе уникальной научной установки “Имитационно-натурный гидроакустический комплекс” (УНУ

“ИНГАК”) кафедры электрогидроакустической и медицинской техники Института нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета.

Расчетное значение ширины основного лепестка ДН в вертикальной плоскости на уровне 0.707 составило 57° (рис. 5, кривая *1*).

Измеренная ДН макета №1 антенны ГБО (боковой акустический экран установлен вровень с излучающей поверхностью пьезоблока) представлена на рис. 5 (кривая *2*). Ширина основного лепестка диаграммы направленности в вертикальной плоскости на уровне 0.707 (–3 дБ) составила 30.2°.

Измеренная ДН макета №2 антенны ГБО (боковой акустический экран установлен ниже излучающей поверхности пьезоблока на 0.7 мм) представлена на рис. 5 (кривая *3*). Ширина основного лепестка диаграммы направленности в вертикальной плоскости на уровне 0.707 (–3 дБ) составила 47.5°.

Измеренная ДН макета №3 антенны ГБО (боковой акустический экран установлен выше излучающей поверхности пьезоблока на 0.7 мм) представлена на рис. 5 (кривая *4*). Ширина основного лепестка диаграммы направленности в вертикальной плоскости на уровне 0.707 (–3 дБ) составила 31.5°.

Расчетная ДН макета антенны ГБО представлена для излучающей поверхности антенны без учета экранов и поля от боковой поверхности пьезоэлементов. На форму ДН и ширину основного лепестка ДН влияет не только установка боковых экранов, но и много других технологических операций, которые уменьшают ширину диаграммы направленности. Так, например, заливка (герметизация) антенн ГБО двухкомпонентным полиуретановым компаундом СПБ-ХП-80 уменьшает ширину ДН антенны ориентировочно на 15–18% по сравнению с расчетной. В данной работе рассматривается лишь влияние установки боковых экранов на ДН антенны ГБО в вертикальной плоскости.

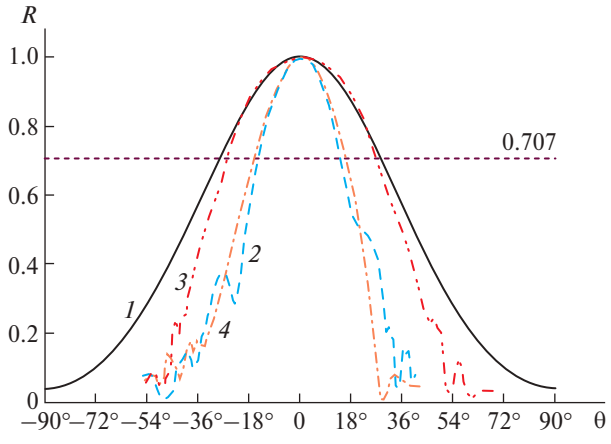


Рис. 5. Диаграммы направленности макетов антенны ГБО: *1* — расчетная ДН макета антенны ГБ, *2* — измеренная ДН макета №1, *3* — измеренная ДН макета №2, *4* — измеренная ДН макета №3.

4. ВЫВОДЫ

Результаты эксперимента показали влияние установки бокового экрана на ширину основного лепестка ДН [5, 6] на уроне 0.707 (–3 дБ). При сборке антенн ГБО необходимо уделять большое внимание не только материалу и форме экрана, но и правильности установки экранов (уменьшается ширина ДН и появляется ее несимметричность, как на рис. 5, кривые *2* и *4*). По результатам макетирования можно сделать вывод, что в представленной в работе конструкции акустические экраны целесообразно устанавливать ниже излучающей поверхности пьезоблоков на величину порядка 0.1–0.15λ для получения наибольшей ширины основного лепестка ДН на уровне 0.707.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Богородский В.В., Зубарев Л.А., Корепин Е.А., Якушев В.И.* Подводные электроакустические преобразователи. Расчет и проектирование. Справочник. Ленинград: Судостроение, 1983.
2. *Глазанов В.Е.* Экранирование гидроакустических антенн. Ленинград: Судостроение, 1986.
3. *Боббер Р.* Гидроакустические измерения. Москва: Мир, 1974.
4. *Колесников А.Е.* Акустические измерения. Ленинград: Судостроение, 1983.
5. *Смарышев М.Д., Добровольский Ю.Ю.* Гидроакустические антенны. Справочник по расчету направленных свойств гидроакустических антенн. Ленинград: Судостроение, 1984.
6. *Кобяков Ю.С., Кудрявцев Н.Н., Тимошенко В.И.* Конструирование гидроакустической рыбопромысловой аппаратуры. Ленинград: Судостроение, 1986.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 139–144

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.382.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ ОПТИМИЗАЦИИ ПЕРЕХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫХ ДИОДОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

© 2024 г. И. В. Щемеров[a,*], П. Б. Лагов[a], С. П. Кобелева[a], В. Д. Кирилов[a], А. С. Дренин[b], А. А. Мещеряков[b]

[a]Национальный исследовательский технологический университет "МИСИС", Россия, 119049, Москва, Ленинский просп, 4
[b]Акционерное общество "Российские космические системы" Россия, 111250, Москва, ул. Авиамоторная, 53

**e-mail: schemerov.iv@misis.ru*

Поступила в редакцию 15.08.2023 г.
После доработки 22.09.2023 г.
Принята к публикации 06.10.2023 г.

Показано, что измерение зависимости полной емкости полупроводникового диода от измерительной частоты позволяет оценить пределы оптимизации переходных характеристик полупроводниковых структур при облучении. Проведено исследование изменения времени восстановления обратного тока в выпрямительных диодах на основе монокристаллического кремния после облучения структуры высокоэнергетическими электронами. С увеличением суммарной плотности потока электронов облучения от 10^{14} до 10^{15} см$^{-2}$ время восстановления обратного тока падает от единиц миллисекунд до десятков микросекунд. При этом параллельно с ускорением переходных характеристик структуры стремительно деградируют. Ток насыщения возрастает на два порядка: от $7 \cdot 10^{-9}$ А/см^2 до $8 \cdot 10^{-7}$ А/см^2, а последовательное сопротивление растет от 0.5 до 90 Ом. Зависимость полной емкости полупроводникового диода от измерительной частоты позволяет оценить предел оптимизации рабочей частоты: частота, на которой емкость равна половине от стационарной, с увеличением суммарной плотности потока электронов облучения растет, достигая максимума, после чего существенно снижается из-за деградации проводимости. Это может выступать важным критерием при радиационной оптимизации полупроводниковых приборов.

DOI: 10.31857/S0032816224030197 **EDN:** OTKGNY

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиационная обработка является одним из важных технологических этапов в производстве полупроводниковых приборов. Радиационная обработка позволяет оптимизировать такие важные характеристики, как рабочая частота, скорость релаксации фототока и время восстановления обратного тока [1]. В устройствах на базе непрямозонных полупроводников, вроде монокристаллического кремния, основным механизмом рекомбинации является рекомбинация по механизму Шоккли–Рида–Холла, которая линейно зависит от концентрации рекомбинационных центров. При облучении высокоэнергетическими частицами создаются дополнительные дефекты, которые уменьшают время жизни неравновесных носителей заряда и тем самым повышают скорость переключения устройств. На этом принципе основана радиационная обработка СВЧ-транзисторов и импульсных диодов [2–4]. При этом облучение неизбежно ухудшает другие рабочие характеристики устройств. Например, для выпрямительных диодов величина последовательного сопротивления в прямом включении должна быть как можно меньше,

чтобы вклад омической составляющей базовых областей несильно менял падение напряжения. Облучение существенно увеличивает концентрацию дефектов, уменьшая подвижность носителей и зачастую компенсируя часть электрически активной примеси. Таким образом, последовательное сопротивление возрастает, что отрицательно сказывается на рабочих характеристиках выпрямительного диода [5]. Поиск баланса между положительными и отрицательными сторонами данной процедуры является важной задачей в технологическом процессе производства полупроводниковых приборов.

Целью данного исследования являлась демонстрация определения пределов оптимизации переходных характеристик в выпрямительных диодах на основе монокристаллического кремния, последовательным сопротивлением и рабочей частотой устройства после облучения электронами с энергией 5 МэВ.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом исследования являлись коммерчески доступные выпрямительные диоды 1N4007 на основе монокристаллического кремния. Несколько серий образцов подвергалось последовательному облучению электронами с энергией 5 МэВ. Облучение образцов диодов проводили в лаборатории радиационных технологий ИФХЭ РАН на линейном ускорителе электронов с энергией 5 МэВ в воздушной среде при плотности потока электронов $8 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$с$^{-1}$. Температура образцов не превышала 40°C. После облучения дополнительный отжиг не проводился. Образцы были разделены в соответствии с полученной дозой облучения на несколько групп, характеризуемых интегральной плотностью потока электронов — флюенсом $\Phi = 8 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$, $1.5 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$, $6 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$, $1.2 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$. Для каждой группы образцов были измерены вольт-амперные, вольт-фарадные характеристик, зависимости емкости диодной структуры от измерительной частоты и времени восстановления обратного тока. Токовые измерения проводились при комнатной температуре при помощи источника/измерителя Keysight B2902A, емкостные измерения проводились при помощи прецизионного измерителя LRC Keysight E4980A. Измерение времени восстановления проводилось по методике, описанной ранее в работе [6]: при измерении времени восстановления прямой ток составлял 20 мА, обратный ток величиной 10 мА регистрировался по падению напряжения на последовательном сопротивлении величиной 10 Ом.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерений вольт-амперных характеристик приведены на рис. 1. По полученным данным были найдены величины последовательного сопротивления базовой области диода R_S и тока насыщения I_S. Данные приведены в табл. 1.

На графиках видно, что с увеличением накопленной дозы значение R_S монотонно увеличивается. Если начальная величина была незначительна и позволяла использовать выпрямительный диод при токах до единиц ампер, то последовательное сопротивление порядка нескольких десятков ом уже не позволит использовать структуру для работы с токами выше сотен миллиампер. Помимо уменьшения величины прямого тока также существенно растет ток утечки, обусловленный генерационно-рекомбинационной компонентой в области p-n-перехода [7]. При этом доза облучения до некоторого предела меняет электрические параметры структуры очень слабо.

Результаты измерений зависимости полной емкости диодной структуры от измерительной частоты при нулевом смещении приведены на рис. 2. Измерения проводились при переменном сигнале амплитудой 0.1 В.

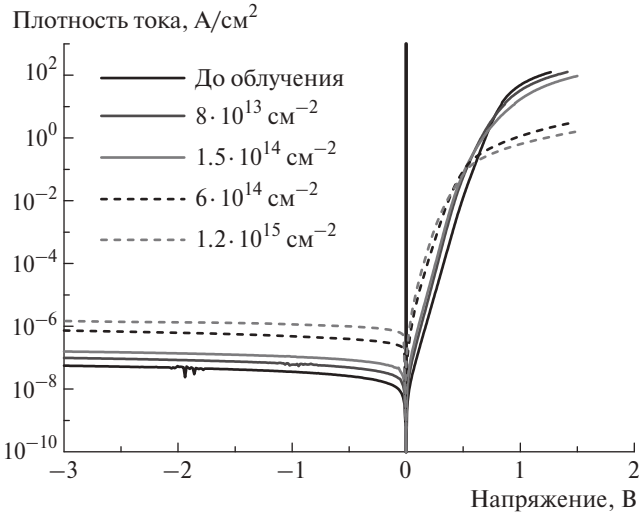


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диодов до и после облучения.

Таблица 1. Параметры диодов до и после облучения

Интегральная плотность потока электронов Ф, см$^{-2}$	0	$8\cdot10^{13}$	$1.5\cdot10^{14}$	$6\cdot10^{14}$	$1.2\cdot10^{15}$
R_S, Ом	0.5	0.8	1.2	37	92
I_S, нА·см$^{-2}$	7	20	40	400	800
$f_{гр}$, кГц	300	800	560	25	20
t_{RR}, мкс	2000	1000	130	20	14

Зависимость емкости диода от измерительной частоты показывает, насколько быстро успевает перезаряжаться структура. В диодах на базе прямозонных материалов это время связано со временем удаления носителей из базы и концентрацией центров захвата. В диодах на базе непрямозонных полупроводников, в частности монокристаллического кремния, время перезарядки области пространственного заряда определяется главным образом временем жизни неравновесных носителей заряда. При облучении время жизни уменьшается за счет увеличения концентрации рекомбинационных центров (как правило, это пары Френкеля [8]), за счет чего начинает возрастать граничная частота, $f_{гр}$, p–n-перехода (которая может быть определена как частота, при которой высокочастотная емкость падает вдвое по сравнению с низкочастотной). Возрастание это немонотонное: с увеличением поглощенной дозы начинают сказываться эффекты деградации электрических характеристик. При облучении увеличивается характерное время релаксации RC-цепочки τ_{RC}, образованной последовательным сопротивлением R_S и емкостью области пространственного заряда. В тот момент, когда частота $f_{гр}$ начинает в первую очередь определяться временем τ_{RC}, дальнейшее облучение будет приводить только к ее уменьшению. Зависимость величины $f_{гр}$ от Ф приведена в табл. 1.

На рис. 3 приведены вольт-фарадные характеристики для различных образцов. Измерения проводились при переменном напряжении 0.1 В. Искажения, вызванные облучением с Ф = $1.2\cdot10^{15}$ см$^{-2}$, очень велики. Кривая, соответствующая данному образцу, приведена на врезке.

Наклон кривых зависимости $1/C^2$ от напряжения говорит о концентрации электрически активной примеси в полупроводнике. В данном случае при Ф < $6\cdot10^{14}$ см$^{-2}$ концентрация составляет $1.4\cdot10^{14} \pm 2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$. Только наибольшая доза облучения приводит к существенному изменению концентрации: она становится равна $3\cdot10^{13} \pm 1\cdot10^{13}$ см$^{-3}$, что говорит о значительной компенсации, т. е. о большом количестве создаваемых облучением дефектов. При энергии

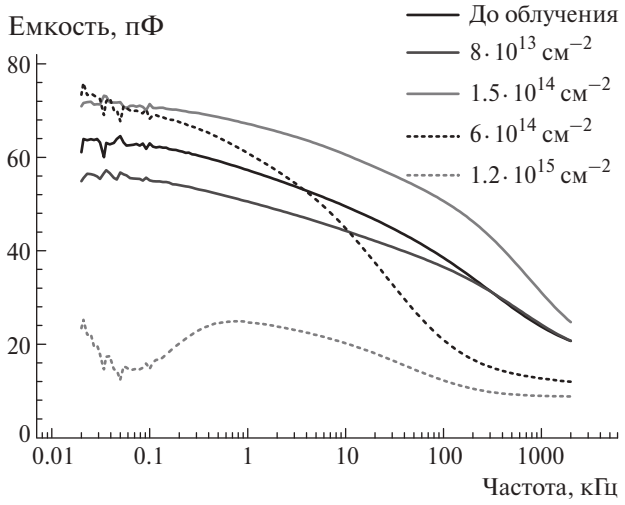


Рис. 2. Зависимость емкости диодов от измерительной частоты до и после облучения.

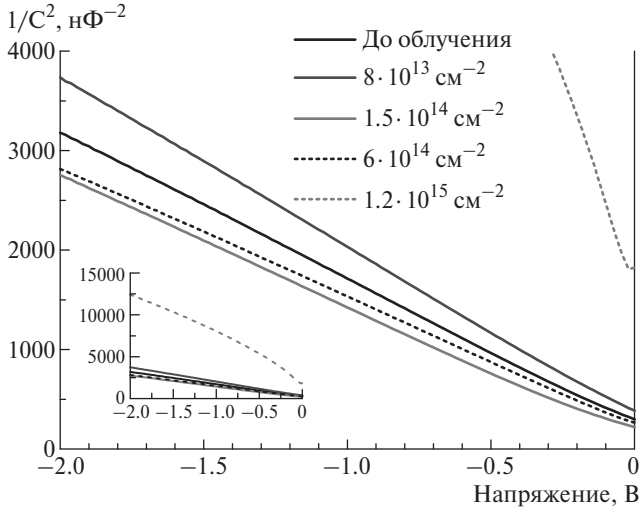


Рис. 3. Вольт-фарадные характеристики диодов до и после облучения.

электронов 5 МэВ длина свободного пробега составляет десятки миллиметров, что в несколько раз превышает толщину измеряемого образца. Таким образом, распределение радиационных центров по толщине образца однородно. В работе [8] показано, что облучение монокристаллического кремния, очищенного методом бестигельной зонной плавки, приводит к значительному росту так называемых *E*-центров, т. е. электрически активных комплексов вакансии с примесным атомом, которые ведут себя как акцепторный глубокий уровень с энергией порядка E_V+0.8 эВ. Эти центры захватывают свободные электроны, тем самым компенсируя проводимость *n*-типа, а также добавляют незначительную акцепторную проводимость. Это и приводит к наблюдаемому снижению концентрации электрически активной примеси.

Важным результатом облучения является существенное уменьшение рекомбинационного времени жизни τ_V. В диодных структурах оно выражается в уменьшении времени восстановления обратного тока (t_{RR}). Время восстановления обратного тока является важной характеристикой скорости переключения в выпрямительных диодах, для его измерения используется классический метод Лэкса [9], иногда учитывающий дополнительные поправки [10]. Осциллограмма релаксации диода после переключения приведена на рис. 4. Результаты измерения t_{RR} приведены в табл. 1. При измерении необлученного образца в осциллограмме обратного напряжения наблюдается классическая “полочка”, определяющая время, в течение которого обратный ток поддерживается рекомбинацией неосновных

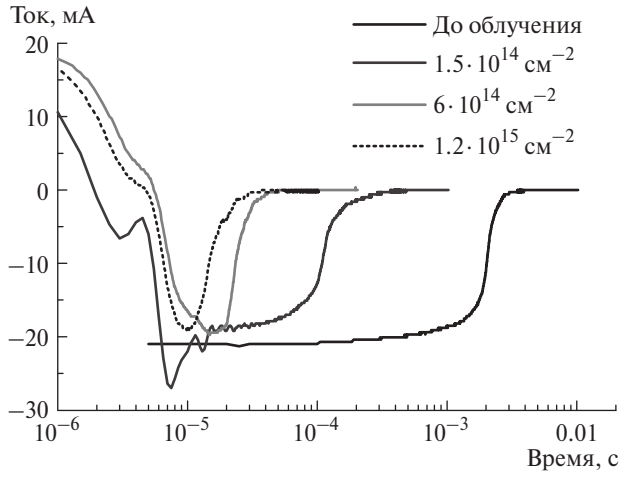


Рис. 4. Восстановление обратного тока диодов до и после облучения.

носителей в базовой области диода [11]. После облучения t_{RR} уменьшается в десятки раз. Рекомбинационное время жизни связано с t_{RR} следующим соотношением [12, 13]:

$$\operatorname{erf}\sqrt{\frac{t_{RR}}{\tau_V}} = \left(1 + \frac{I_{\text{обр}}}{I_{\text{пр}}}\right)^{-1}, \qquad (1)$$

где $I_{\text{обр}}$ — величина обратного тока в “полочке”, $I_{\text{пр}}$ — величина прямого тока перед переключением.

Используя выражение (1) и тот факт, что величины $I_{\text{обр}}$ и $I_{\text{пр}}$ для всех измерений относятся друг к другу как 1:2, можно рассчитать значения τ_V. В данном случае $\tau_V \approx 2\, t_{RR}$. До облучения рекомбинационное время жизни составляло 4000 мкс, после облучения флюенсом $\Phi = 1.2 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ оно уменьшается до 30 мкс.

Видно, что облучение существенно ускоряет процесс переключения диода. Это обусловлено увеличением концентрации рекомбинационных центров, благодаря которым неосновные носители быстрее покидают базу при приложении обратного смещения. В то же время данные зависимости не могут говорить о том, что диод становится “более быстрым”, так как кроме τ_V на скорость работы диода влияет τ_{RC}, которая растет из-за увеличения последовательного сопротивления.

При облучении полупроводников высокоэнергетическим излучением важно представлять, насколько интенсивно частицы порождают дефекты. Это характеризуется величинами коэффициента размножения ν и темпом генерации пар Френкеля η [8, 14]. При облучении кристаллов высокоэнергетические частицы сталкиваются с атомами основного вещества и передают часть своей энергии, после чего первичные выбитые атомы за счет дальнейших соударений могут приводить ко вторичным эффектам, в том числе к каскаду смещений. Соотношение между первичными и вторичными эффектами во многом определяется энергией излучения. Так, при облучении монокристаллического кремния электронами с энергией порядка 5 МэВ средняя энергия, которую первичные выбитые атомы приобретают при столкновении, составляет примерно 100 эВ, что при значении пороговой энергии смещения атома из узла решетки для кремния 25 эВ дает коэффициент размножения $\nu \approx 1.9$. В достаточно толстых полупроводниках это приводило бы к темпу генерации $\eta \approx 4$ см$^{-1}$,

т. е. один электрон, пролетая путь в 1 см полупроводника без потерь энергии, должен был бы рождать четыре пары Френкеля. Впрочем, при облучении образцов большой толщины электроны быстро теряют энергию вдоль пути пролета, поэтому реальный темп генерации уменьшается. Если проводить испытания на образцах малой толщины, как в данном эксперименте, то количество генерируемых пар также становится существенно меньше.

Монотонное уменьшение времени жизни неравновесных носителей заряда свидетельствует об увеличении числа рекомбинационных центров. Основными такими центрами в монокристаллическом кремнии являются комплекс вакансия + кислород (E_C — 0.17 эВ), дивакансия (E_C — 0.45 эВ), комплекс вакансия + фосфор (E_C — 0.4 эВ) и комплекс вакансия + бор (E_V + 0.21 эВ) [7, 8, 15–17]. Они работают как рекомбинационные центры и существенно ускоряют переключение устройства. Вместе с этим они связывают электрически активную примесь и тем самым производят компенсирующий эффект, увеличивая последовательное сопротивление структуры.

Таким образом, можно заключить, что радиационная обработка выпрямительных диодов может до некоторой степени улучшить переходные характеристики. Однако улучшение имеет предел, обусловленный деградацией электрических характеристик устройства. Интегральной характеристикой, включающей в себя и рекомбинационные, и электрические свойства измеряемых структур, можно считать зависимость емкости от частоты, так как она включает в себя изменение рабочей частоты при изменении τ_V и τ_{RC}. В данном эксперименте пределом оптимизации является облучение с $\Phi = 8 \cdot 10^{13}$–$1.5 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$. При превышении данного предела характеристики выпрямительных диодов существенно деградировали.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения, проведенные на кремниевых выпрямительных диодах с p–n-переходом после облучения электронами с энергией 5 МэВ, показали, что с увеличением дозы облучения уменьшается время восстановления обратного тока и, соответственно, время жизни неравновесных носителей заряда в базовой области диода. В то же время это не говорит об увеличении рабочей частоты устройства, потому что с увеличением накопленной дозы растет величина последовательного сопротивления, что связано с частичной радиационной компенсацией проводимости. Рост последовательного сопротивления приводит к значительному падению граничной частоты. По зависимости емкости от частоты можно определить предел оптимизации переходных характеристик устройства. В данной работе максимум граничной частоты наблюдался при $\Phi > 8 \cdot 10^{13}$–$1.5 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$. Для этой серии образцов при значении интегральной плотности потока, не превышающей этот уровень, величина последовательного сопротивления растет незначительно, однако время переключения уменьшилось существенно.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность заведующему лабораторией радиационных технологий ИФХЭ РАН Ю.С. Павлову за помощь в проведении работ по облучению экспериментальных образцов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке министерства науки и высшего образования РФ (грант №075-15-2022-581).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baliga B.J., Sun E.* // IEEE Transactions on Electron Devices. 1977. V. 24. I.6. P. 685. https://doi.org/10.1109/T-ED.1977.18803
2. *Kang I.H., Kim S.C., Bahng W., Joo S.J., Kim N.K.* // IEEE Transactions on Power Electronics. 2012. V. 27. № 2. P. 619. https://doi.org/10.1109/TPEL.2011.2161889
3. *Lauritzen P.O., Ma C.L.* // IEEE Transactions on Power Electronics. 1991. V. 6. № 2. P. 188. https://doi.org/10.1109/63.76804.
4. *Dastfan A.* // Proceedings of the 7th WSEAS International Conference on Power Systems, Beijing, China, September 15–17, 2007. P. 48. http://www.wseas.us/e-library/conferences/2007beijing/papers/554-563.pdf
5. *Baliga B.J., Walden J.P.* // Solid-State Electronics. 1983. V. 26. № 12. P. 1133. https://doi.org/10.1016/0038-1101%2883%2990140-5
6. *Щемеров И.В., Поляков А.Я., Лагов П.Б., Кобелева С.П., Кочкова А.И. и др.* // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2023. Т. 89. № 7. С. 25. https://doi.org/10.26896/1028-6861-2023-89-7-25-33

7. *Ладыгин Е.А.* Радиационная технология твердо тельных электронных приборов // М.: ЦНИИ “Электроника”, 1976.
8. *Козловский В.В., Васильев А.Э., Емцев В.В., Оганесян Г.А., Колгатин С.Н* // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2011. № 122 (2). С. 13.
9. *Lax B., Neustadter S.F.* // J. Appl. Phys. 1954. V. 25. P. 1148. https://doi.org/10.1063/1.1721830
10. *Айзенштат Г.И., Ющенко А.Ю.* // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 2. С. 118. https://doi.org/10.7868/S0032816215010255
11. *Schroder D.K.* Semiconductor material and device characterisation. Tempe: Wiley, 2006. http://doi.org/10.1002/0471749095.ch2
12. *Dean R.H., Nuese C.J.* // IEEE Transactions on Electron Devices. 1971. V. 18. № 3. P. 151. http://doi.org/10.1109/T-ED.1971.17167
13. *Григорьев Б.И., Рудской В.А., Тогатов В.В.* // ПТЭ. 1981. № 4. С. 226.
14. *Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U.* The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 1985. http://doi.org/ 10.1007/978-3-642-68779-2_5
15. *Вовк О., Марченко М., Соколов В.* // Современная электроника. 2022. № 5. С. 58. *Corbett J.W., Watkins G.D.* // Phys. Rev. 1965. V. 138. P. A555. https://doi.org/10.1103/PhysRev.138.A555
16. *Мальханов С.Е.* // Физика и техника полупроводников. 1994. Т. 28. № 8. С. 1431.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 145–147

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

УДК 539.196+531.662

ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАДТЕПЛОВЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ ГАЛОГЕНИДОВ ЩЕЛОЧНЫХ И ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

© 2024 г. В. М. Азриель[a], В. М. Акимов[a], Е. В. Ермолова[a], Д. Б. Кабанов[a], Л. И. Колесникова[a], Л. Ю. Русин[a,*], М. Б. Севрюк[a]

[a]*Институт энергетических проблем химической физики им. В.Л. Тальрозе Федерального исследовательского центра химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук*
Россия, 119334, Москва, Ленинский проспект, 38, корп. 2
**e-mail: rusin@chph.ras.ru*

Поступила в редакцию 17.07.2023 г.
После доработки 14.11.2023 г.
Принята к публикации 06.12.2023 г.

Описан способ регистрации времяпролетных спектров надтепловых газодинамических примесных молекулярных пучков галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов без необходимости определять и корректировать спектры с учетом временных аппаратурных задержек. Метод основан на регистрации ионов, образующихся при столкновительно-индуцированной диссоциации молекул с ионной связью, двумя вторично-электронными умножителями, расположенными на разных расстояниях от прерывателя по ходу пролета пучка.

DOI: 10.31857/S0032816224030203 **EDN:** OTCFSJ

Времяпролетный (ВП) метод определения энергетических характеристик молекулярных пучков успешно используется на протяжении нескольких десятилетий. Метод состоит в разбиении прерывателем пучка частиц на короткие по времени пакеты и регистрации времени их пролета от прерывателя до детектора. Чаще всего в качестве детектора используется масс-спектрометр, а прерывателем является тонкий вращающийся диск с равномерно расположенными щелями. При этом одновременно с каждым прерыванием пучка вырабатывается стартовый сигнал для ВП-измерений от фотоячейки (состоящей, например, из светодиода и фотодиода), смонтированной диаметрально противоположно оси пучка на прерывателе.

Экспериментально измеренное положение максимума функции распределения по времени пролета частиц искажено в той или иной степени различными аппаратурными задержками, о характере которых можно судить по временной диаграмме от прерывания пучка до регистрации ВП-спектра (рис. 1). Импульс частиц пучка *1* соответствует положению у прерывателя, *3* — положение импульса в конце базы пролета при отсутствии возможных аппаратурных задержек, *4* — регистрируемый импульс на финише регистрирующего тракта. Синхроимпульс *2* от фотодиода запускает начало развертки временных каналов, и на схеме изображена ситуация, когда импульс пучка генерируется раньше времени старта развертки на величину $t_з$. Величина t_0 отвечает времени пролета частицами известной базы в идеальном случае при отсутствии временных задержек и определяется только скоростью частиц и длиной базы пролета. Значение $t_р$ соответствует промежутку времени от образования ионов в ионном источнике масс-спектрометра до их регистрации вторично-электронным умножителем, и, наконец, t_u — это время, измеренное с учетом задержек в запуске и регистрации. Таким образом, искомое время $t_0 = t_з + t_u - t_р$.

Задержка $t_з$ может иметь положительное или отрицательное значение и определяется не только ошибкой из-за неодновременности прерывания пучка и света на фотодиод, но и задержками в формировании синхроимпульса и запуске временных счетных каналов.

Анализу величин этих задержек, их зависимостей от параметров ВП-системы и их определению посвящен ряд работ [1–3]. Отметим, что точность положения максимума ВП-спектра зависит от количества и точности измерения этих задержек и требует их контроля в процессе эксперимента. Однако для некоторых соединений, образующих пучок, при определенных условиях, как показал наш опыт, возможна регистрация пучков без масс-спектрометра и без калибровки ВП-шкалы. К таким соединениям относятся молекулы галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов с небольшой (несколько эВ) энергией диссоциации на ионы, которая становится возможной при столкновении частиц пучка с тяжелым атомом. В качестве примера можно привести процесс образования ионов при столкновительно-индуцированной диссоциации некоторых солей щелочных металлов с ксеноном в качестве атома-снаряда. Ранее [4] мы использовали это явление при измерении ВП-спектров пучка молекул CsCl, регистрируя ионы Cs^+ от процесса

$$CsCl + Xe \rightarrow Cs^+ + Cl^- + Xe$$

вторично-электронным умножителем ВЭУ-6, расположенным в конце базы пролета, без масс-спектрометра. Ниже мы кратко опишем усовершенствованный метод измерения ВП-спектров, разработанный на основе работы [4], и способ ВП-измерений надтеплового примесного газодинамического пучка молекул без необходимости определения аппаратурных временных задержек.

В настоящей работе был использован пучок иодида калия из-за приемлемой массы и энергии диссоциации, легко достижимой для примесного пучка KI в молекулярном водороде. Схема измерений приведена на рис. 2. Источником пучка *1* являлась двухкамерная печь, конструкция которой описана в работе [5]. Источник обеспечивал получение примесного пучка KI при истечении небольшого количества соли в смеси с водородом ($P_{KI} = 0.01$ Торр, $P_{H2} = 180–700$ Торр) через сопло диаметром 0.12 мм в вакуум с дальнейшим формированием пучка скиммером *2* и коллиматором *3*. В предельном случае при истечении такой смеси скорость молекул KI возрастет до скорости газа-носителя с соответствующим увеличением энергии E согласно выражению

$$E = 7\,kT\,M_{KI} / 4,$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура сопла, M_{KI} — молекулярный вес KI. При $T = 1000$ K расчетная энергия молекул пучка KI составит 25 эВ.

Для ВП-измерений пучок прерывался диском *4* диаметром 100 мм со щелями шириной 1 мм и частотой вращения 250 Гц. При напуске в камеру ксенона до давления $5 \cdot 10^{-5}$ Торр и энергии пучка больше порога диссоциативной ионизации молекулы KI ее распад происходит вдоль всей траектории. Положительные ионы K^+

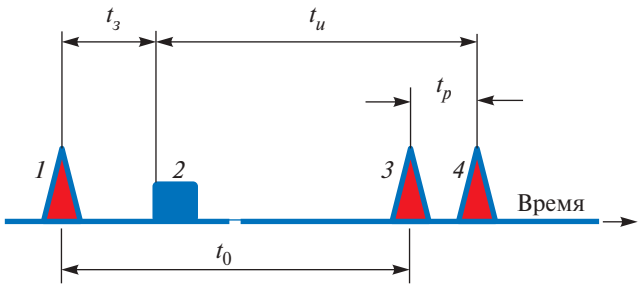


Рис. 1. Временная диаграмма прохождения аппаратурных импульсов при регистрации ВП-спектров. Импульсы пучка *1*, *3* и *4* — соответственно у прерывателя, в конце базы пролета и после масс-спектрометра. Синхроимпульс *2* запускает временные счетные каналы.

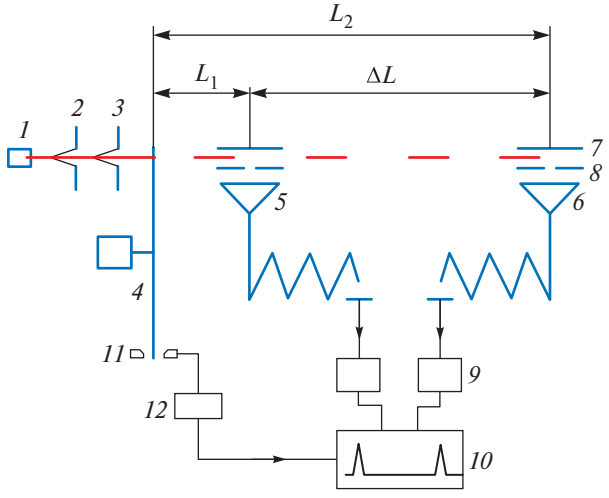


Рис. 2. Схема измерений: *1* — источник пучка, *2* — скиммер, *3* — коллиматор, *4* — диск-прерыватель, *5*, *6* — умножители типа ВЭУ-6, *7* — электрод, *8* — диафрагма, *9* — усилитель-дискриминатор, *10* — ВП-модуль КАМАК, *11* — фотодиод, *12* — формирователь синхроимпульса.

регистрировались двумя умножителями *5* и *6* типа ВЭУ-6, установленными вдоль трассы пучка на расстоянии 14.5 см друг от друга с небольшим смещением относительно его оси. Электроды *7* и диафрагмы *8* служили для улучшения сбора ионов и пространственного разрешения. Сигналы с умножителей после усилителя-дискриминатора *9* поступали на ВП-анализатор *10* модуля КАМАК [6] с последующим накоплением и отображением ВП-спектра. Цикл работы многоканального временного анализатора инициировался импульсом от фотодиода *11* через повторитель и формирователь *12*. Измеренная умножителями *5* и *6* разность ΔT времен пролета пучка расстояний L_1 и L_2 соответственно не зависит от аппаратурных задержек и позволяет напрямую определить наиболее вероятную скорость частиц:

$$L_1 / U = T_1 \pm T_d,\ L_2 / U = T_2 \pm T_d,\ U = \Delta L / \Delta T,$$

где U — наиболее вероятная скорость пучка, T_1 и T_2 — соответственно времена пролета от прерывателя до умножителей *5* и *6*, T_d — суммарная аппаратурная задержка, $\Delta L = L_2 - L_1$, $\Delta T = T_2 - T_1$.

На рис. 3 приведены ВП-спектры пучка KI при давлении в источнике $P_0 = 350$ Торр, измеренные с помощью умножителей *5* и *6*.

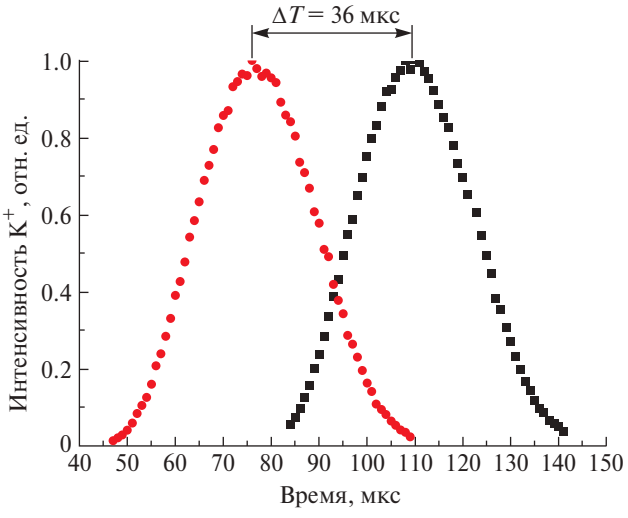


Рис. 3. ВП-спектры пучка молекул KI, измеренные умножителями ВЭУ-6 при регистрации положительных ионов калия. Спектры нормированы на равенство максимумов распределений.

Поступательная энергия частиц пучка при этом составляла 13.7 эВ, что приводит к относительной энергии столкновения с ксеноном, равной 5.9 эВ.

В заключение отметим, что предлагаемый способ определения наиболее вероятной скорости пучков, обладающих достаточной поступательной энергией и энергией диссоциации на ионы, равной единицам эВ, несмотря на известные ограничения, позволяет повысить точность ВП-измерений и избежать утомительной процедуры анализа и определения аппаратурных задержек. Немаловажным фактором является также ненужность масс-спектрометра, отсутствие высокого вакуума в камере регистрации и селективность ионизации только молекул пучка.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук по теме “Физико-химические проблемы энергетики и экологии” (Госзадание 1.12).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Young W.S., Rodgers W.E., Knuth E.L.* // Rev. Sci. Instrum. 1970. V. 41. № 3. P. 380. https://doi.org/10.1063/1.1684521
2. *Beijerinck H.C.W., Moonen R.G.J.M., Verster N.F.* // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1974. V. 7. № 1. P. 31. https://doi.org/10.1088/0022-3735/7/1/009
3. *Pauly H.* // Atom, Molecule, and Cluster Beams II. Cluster Beams, Fast and Slow Beams, Accessory Equipment and Applications. Berlin: Springer, 2000. Chap. 3.2. P. 156. https://doi.org/10.1007/978-3-662-05902-9_3
4. *Азриель В.М., Акимов В.М., Русин Л.Ю.* // ПТЭ. 2007. № 3. С. 88. https://doi.org/10.1134/S0020441207030128
5. *Азриель В.М., Акимов В.М., Ермолова Е.В., Кабанов Д.Б., Колесникова Л.И., Русин Л.Ю., Севрюк М.Б.* // ПТЭ. 2020. № 6. С. 120. https://doi.org/10.31857/S0032816220060026
6. *Huisken F., Pertsch T.* // Rev. Sci. Instrum. 1987. V. 58. № 6. P. 1038. https://doi.org/10.1063/1.1139604

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 148–152

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

УДК621.373.5

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ ИЗ ТОКОПРОВОДЯЩИХ ГРАНУЛ

© 2024 г. С. В. Коротков[a],*, А. Л. Жмодиков[a], К. А. Козлов[a], Д. А. Коротков[a]

[a]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26
** e-mail: korotkov@mail.ioffe.ru*

Поступила в редакцию 18.11.2023 г.
После доработки 28.11.2023 г.
Принята к публикации 22.12.2023 г.

Рассмотрено высоковольтное электроразрядное устройство, обеспечивающее получение частиц стали, алюминия и кремния с размером менее 100 нм из гранул, помещенных в камеру с проточной деионизованной водой. Определены возможности существенного увеличения мощности разработанного устройства.

DOI: 10.31857/S0032816224030218 **EDN:** OSWMZP

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших направлений синтеза новых материалов является использование наночастиц. Известные методы их получения (химическая конденсация, механическое дробление, воздействие лазерного или электронного луча) достаточно сложны. Более простым представляется метод электроимпульсной эрозии токопроводящих гранул в жидких средах.

В работах [1–4] этот метод реализуется путем пропускания мощных быстро нарастающих импульсов тока через заполненную диэлектрической жидкостью разрядную камеру, которая содержит несколько слоев токопроводящих гранул. Импульсы разрядного тока формируются с помощью силовой цепи, содержащей ключ и накопительный конденсатор, предварительно заряженный до напряжения несколько сотен вольт. В микрозазорах между гранулами в течение одного импульса возникают множественные искровые разряды. При этом материал гранул в областях искровых разрядов претерпевает фазовые превращения: плавится и испаряется с последующей микродисперсной конденсацией образующихся продуктов в условиях быстрого охлаждения жидкостью.

Целью исследований является разработка электроразрядного устройства для получения наночастиц на основе накопительного конденсатора C, заряженного до значительно большего напряжения (несколько кВ). При этом к разрядной камере будет прикладываться более высокое напряжение и создастся возможность осуществлять пробой большего числа промежутков между гранулами. В результате может быть увеличена производительность процесса получения наночастиц. Большое напряжение зарядки накопительного конденсатора позволит обеспечить требуемую высокую скорость нарастания импульсов выходного тока при использовании в силовой цепи достаточно большой индуктивности L, которая будет стабилизировать ток в искровых промежутках между гранулами. При соответствующем выборе L и C электрическое сопротивление силовой цепи может существенно превышать сопротивление камеры после пробоя межэлектродного промежутка. В результате при изменении характеристик электроразрядных процессов амплитуды импульсов тока через камеру будут изменяться незначительно.

2. ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА

Электрическая схема разработанного устройства приведена на рис. 1. Она содержит генератор высоковольтных импульсов

(ГИ) и разрядную камеру (РК). ГИ выполнен на основе накопительного конденсатора C, индуктивности L и блока последовательно соединенных тиристоров T. Источник питания (ИП) осуществляет зарядку конденсатора. Напряжение зарядки имеет отрицательную полярность и плавно регулируется до 10 кВ. Для запуска тиристоров блока T используется высокоэффективная трансформаторная цепь управления (ЦУ), рассмотренная в работе [5]. Коаксиальный кабель (КК) обеспечивает подключение ГИ к электродам *5, 6* камеры РК. Блок управления (БУ) формирует импульсы запуска цепи управления.

Работа устройства происходит следующим образом. В исходном состоянии конденсатор C заряжен до выбранного значения напряжения. При включении блока T к РК прикладывается высокое напряжение. После пробоя межэлектродного промежутка через РК протекает ток силовой цепи $C–L–T$. Когда ток через индуктивность L достигает максимума, к диодам блока D_2 прикладывается прямое напряжение. При этом ток, протекающий через блок тиристоров T, перераспределяется в блок D_2. В результате снижается токовая нагрузка тиристоров. Блок маломощных диодов D_1, расположенный на минимальном расстоянии от конденсатора C, исключает возможность его перезарядки, которая обусловлена монтажной индуктивностью цепи $T–D_2$. При этом повышается срок службы конденсатора. Резистор R обеспечивает полный разряд С при отсутствии пробоя в разрядной камере.

Выходной ток генератора ГИ измеряется с помощью датчиков тока $ДТ_1$, $ДТ_2$, выполненных в виде поясов Роговского, калиброванных с помощью датчика тока Pearson current monitor 410. Сигнал с $ДТ_1$ поступает на вход осциллографа. Сигнал с $ДТ_2$ подается в БУ, где регистрируется его длительность. Если по каким-то причинам электрическое сопротивление выходной цепи ГИ резко уменьшается, то длительность выходного тока резко возрастает. В этих условиях блок БУ перестает запускать цепь ЦУ, и работа ГИ прекращается. В результате исключается перегрев элементов ГИ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Разрядная камера была выполнена из оргстекла и имела объем примерно 0.1 л. Она заполнялась проточной деионизованной водой, которая поступала через входной штуцер *1* и сливалась через выходной штуцер *8*. В результате создавались заполненные водой объемы *2* и *7*. Объем *4* заполнялся гранулами из токопроводящего материала. Гранулы размещались на тонкой диэлектрической пластине размером 3×3 см^2, в которой были проделаны отверстия диаметром 1 мм, расположенные на расстоянии 3 мм друг от друга.

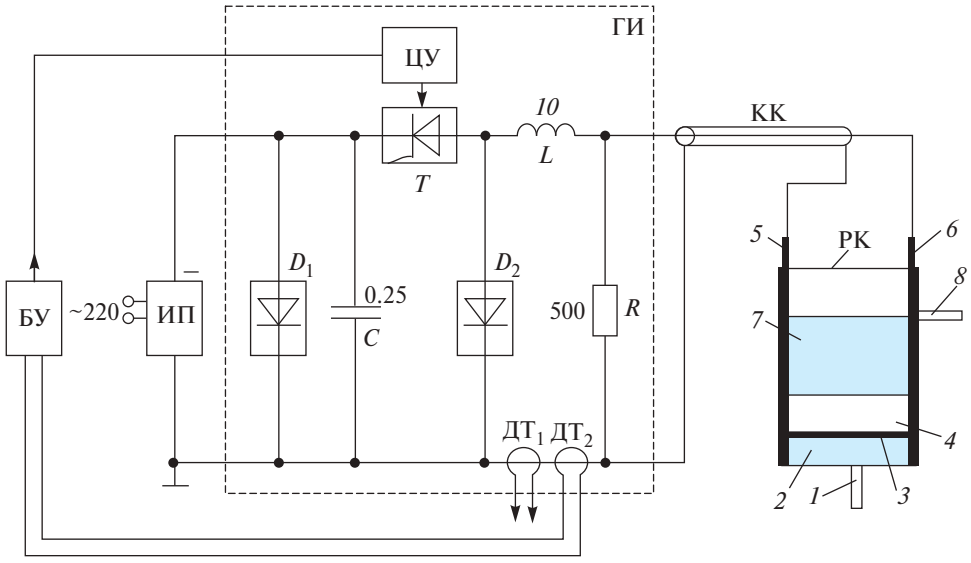


Рис. 1. Электрическая схема устройства: T — восемь последовательно соединенных ТБ133-320-20; D_1 — десять последовательно соединенных ДЧ123-320-12; D_2 — десять последовательно соединенных ДЧ143-500-12; КК: СВИЛ-70.

Использовались гранулы из стали, алюминия и низкоомного кремния. Они имели произвольную форму и разные исходные размеры, характерная величина которых составляла около 1 см. В объеме *4* гранулы располагались плотно и многослойно.

Импульсы выходного тока генератора ГИ подавались на прямоугольные алюминиевые электроды *5*, *6*. После пробоя межэлектродного промежутка в объеме *4* создавался хаотичный многоканальный разряд в заполненных водой минизазорах между соседними гранулами, который инициировал процесс создания наночастиц. Образующиеся ударные волны осуществляли перемешивание гранул. Напор воды из штуцера *1* обеспечивал поступление наночастиц в заполненный водой объем *7* и перемещение образующейся смеси к штуцеру *8*.

В процессе экспериментов частота работы устройства f изменялась от 10 до 40 Гц, зарядка накопительного конденсатора осуществлялась в диапазоне напряжений $U_C = (7–10)$ кВ. При увеличении f и U_C количество разрядных каналов и интенсивность перемешивания гранул возрастали.

Образующаяся смесь воды и частиц (суспензия) выводилась через штуцер *8* и собиралась в пробирку с объемом около 3 см^3. Расход воды поддерживался на уровне 0.2 л/мин. Затем из пробирки отбиралась проба, далее она анализировалась с помощью растрового электронного микроскопа (JSM-7001F, Jeol, Япония) в федеральном ЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых Технологиях” (ФТИ им. А.Ф. Иоффе).

В результате проведенных исследований было установлено, что рассмотренный метод электроэрозионной обработки гранул из стали, алюминия и низкоомного кремния позволяет получить частицы сферической формы размером менее 100 нм. Ниже приведены результаты исследования процесса получения наночастиц из гранул высоколегированного кремния типа КДБ с удельным сопротивлением 0.05 Ом · см.

На рис. 2 приведена типичная фотография частиц кремния из пробы, полученной при $f = 40$ Гц и $U_C = 10$ кВ. На рис. 3 показано определенное из этой фотографии распределение частиц по размерам. На рис. 4 приведена типичная фотография разрядов.

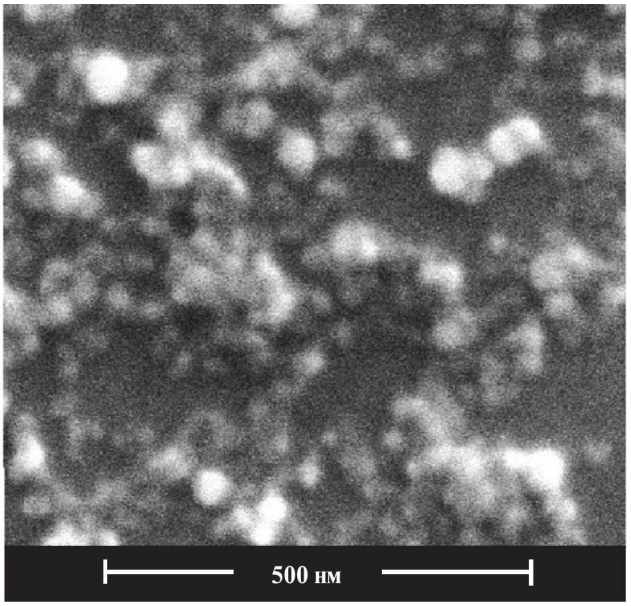


Рис. 2. Фото частиц кремния.

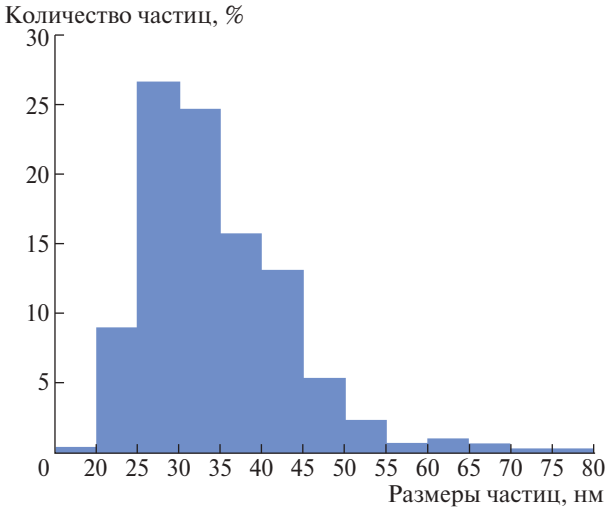


Рис. 3. Распределение частиц кремния по размерам.

Рис. 4. Фото разрядов.

На рис. 5а, б приведены осциллограммы выходного тока I и напряжения U на разрядной камере, полученные в рассмотренном режиме в произвольно выбранные моменты времени. Ток I измерялся датчиком тока $ДТ_1$ (см. рис. 1), а напряжения U — щупом Tektronix P6015A.

Как видно на осциллограммах на рис. 5, при одинаковых условиях работы устройства форма и амплитуда импульсов напряжения на разрядной камере до момента пробоя межэлектродного промежутка существенно различны (они определяются взаимным расположением гранул). Но при этом параметры импульса тока I практически не изменяются.

На рис. 6 показаны осциллограммы, полученные в том же режиме при использовании калиброванного с помощью щупа Tektronix P6015A лабораторного делителя напряжения полосковой конструкции, в котором сопротивления верхнего и нижнего плечей составляли соответственно 30 кОм и 300 Ом. Нижнее плечо с помощью коаксиального кабеля соединялось с ограничителем напряжения, выполненным по традиционной схеме с использованием стабилитрона. Ограничитель подключался ко входу осциллографа. Используемый стабилитрон устранял возможность приложения к осциллографу напряжения более 22 В, что определило возможность работы осциллографа с разрешением, достаточным для качественного измерения сравнительно небольшого напряжения на РК в процессе протекания тока I.

Как видно на осциллограммах на рис. 6, величина напряжения на РК в начале фронта тока I, нарастающего со скоростью примерно 500 А/мкс, сравнительно велика (более 2 кВ). В момент, когда ток I достигает максимального значения (1.1 кА), величина U составляет около 700 В. При уменьшении тока I напряжение на РК медленно убывает и составляет примерно 300 В при токе около 900 А.

При исследовании 20 проб, взятых из разных заборных пробирок в рассмотренном режиме работы устройства, размер полученных частиц кремния находился в пределах 20–100 нм. Этот диапазон практически не изменялся в условиях, когда частота f и напряжение U_C задавались так, чтобы не менялась входная мощность устройства. Полученный результат можно объяснить тем, что используемый очень малый напор воды позволял переместить к выходу разрядной ка-

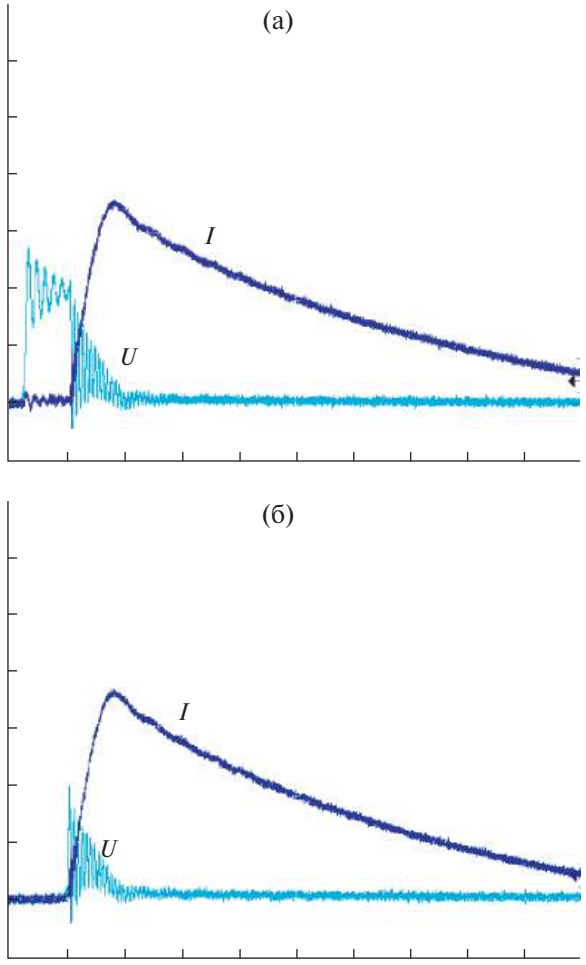


Рис. 5. Осциллограммы выходного тока I и напряжения U на разрядной камере. Масштабы по вертикали: для тока I — 325 А/дел., для напряжения U — 5 кВ/дел.; по горизонтали: 4 мкс/дел.

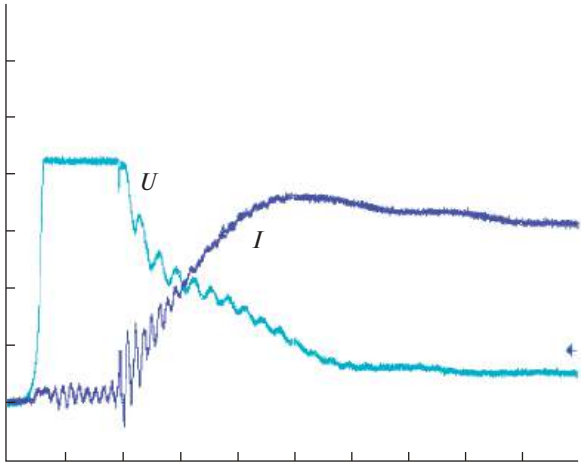


Рис. 6. Осциллограммы выходного тока I и напряжения U на разрядной камере, полученные с помощью ограничителя напряжения. Масштабы по вертикали: для тока I — 325 А/дел., для напряжения U — 500 В/дел.; по горизонтали: 1 мкс/дел.

меры наночастицы с размером только менее 100 нм. Более крупные частицы оседали на дно РК.

4. ВЫВОДЫ

Результаты проведенных исследований показывают, что разработанное устройство позволяет получать частицы размером несколько десятков нм из токопроводящих гранул, находящихся в разрядной камере, заполненной проточной деионизованной водой.

В процессе экспериментов полученные крупные частицы не могли учитываться, так как они не достигали выхода разрядной камеры и опускались на ее дно. Поэтому проведенные пилотные исследования не позволили точно определить производительность рассмотренного устройства. Хорошие перспективы его использования подтвердил анализ остающегося в разрядной камере вещества после выключения устройства. Для этого содержимое РК сливалось через бумажный фильтр и после просушивания взвешивалось.

После десяти минут работы устройства при входной мощности 500 Вт масса кремния уменьшается примерно на 1 г относительно исходного значения, что свидетельствует о достаточно высокой интенсивности электроэрозионного процесса.

Электрическая мощность рассмотренного устройства может быть значительно увеличена путем повышения емкости накопительного конденсатора C, напряжения его зарядки и частоты следования выходных импульсов. Поэтому на его основе могут быть разработаны крупномасштабные системы промышленного типа, построенные на более мощных отечественных полупроводниковых приборах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kolbasov G.Ya., Ustinov A.I., Shcherba A.A., Perekos A.Ye., Danilov M.O., Vyunova N.V., Zakharchenko S.N., Hossbah G.* // Journal of Power Sources. 2005. V. 150. P. 276. https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2005.02.025
2. *Nguyen P.K., Lee K.H., Moon J., Kim S.I., Ahn K.A., Chen L.H., Lee S.M., Chen R.K., Jin S., Berkowitz A.E.* // Nanotechnology. 2012. V. 23. № 41. P. 415604. https://doi.org/10.1088/0957-4484/23/41/415604
3. *Лопатько К.Г., Олишевский В.В., Маринин А.И., Афтандилянц Е.Г.* // Электронная обработка материалов. 2013. Т. 49. № 6. С. 80.
4. *Петриченко С.В., Кускова Н.И., Листовский Д.И.* // Электронная обработка материалов. 2015. Т. 51. № 3. С. 38.
5. *Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А.* // ПТЭ. 2021. № 3. С. 55. https://doi.org/10.1134/S0020441221030295

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 153–154

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621.384.6

ПРИМЕНЕНИЕ УСИЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ УМП-300 В СИСТЕМЕ СВЧ-ПИТАНИЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЛИНАК-200

© 2024 г. А. Н. Трифонов, Д. Е. Донец, В. В. Кобец, Д. О. Понкин, И. В. Шириков

Поступила в редакцию 19.07.2023 г.
После доработки 08.09.2023 г.
Принята к публикации 20.11.2023 г.

DOI: 10.31857/S0032816224030222 **EDN:** OSVWGC

Линейный ускоритель электронов ЛИНАК-200 в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна) предназначен для проведения исследований в области физики и техники ускорителей, разработки и создания детекторов элементарных частиц, а также фундаментальных и прикладных исследований в области материаловедения и радиобиологии [1].

Одной из основных подсистем ЛИНАК-200 является система СВЧ-питания. В системе предварительного возбуждения СВЧ-питания ускорителя в качестве первоначального синтезатора частоты используется серийный генератор SG384 компании Stanford Research Systems, который вырабатывает сигнал основной ускоряющей частоты 2856 МГц малой мощности. Сигнал частотой 2856 МГц усиливается по мощности до 100 Вт. Для усиления сигнала до 100 Вт используется самостоятельно разработанный предусилитель — усилитель мощности предварительный (УМП-300). Усиленный до 100 Вт СВЧ-сигнал возбуждает первый клистрон, основная часть мощности которого используется для питания чоппера, прегруппирователя, группирователя и первой секции ускорителя. Через аттенюатор (18 дБ) часть СВЧ-мощности первого клистрона разводится волноводом прямоугольного сечения по клистронам ускорительных станций.

Усилитель мощности УМП-300 предназначен для усиления по мощности сигналов частоты диапазона от 2450 до 2950 МГц. Максимальная мощность выходного сигнала составляет 300 Вт. Структурная схема УМП-300 представлена на рис. 1. Входной сигнал от источника сигнала с уровнем +2–4 дБ усиливается линейкой усилительных твердотельных модулей Ophir RF MODEL 5303023 до уровня 1–2 Вт и подается на вход двухкаскадного усилителя на триодных коаксиально-волноводных модулях 1УИ-03/02-1. Режим работы триодных каскадов — импульсный с анодной модуляцией.

Импульсный модулятор выполнен на высоковольтных IGBT-транзисторах Ixys IXEL40N400. Длительность импульса анодного напряжения регулируется от 1 до 10 мкс, выходная мощность регулируется величиной амплитуды импульса анодного напряжения от 0 до 1.5 кВ, эта мощность может достигать величины 400 Вт и более в зависимости от уровня анодного напряжения.

Сигнал с выхода второго триодного каскада поступает на направленный ответвитель с развязкой между каналом прямой волны и каналами падающей и отраженной волн 30 дБ. Сигнал выхода прямого канала поступает на выходной разъем, а сигналы с каналов прямой и отраженной волн подаются на измерительную плату с СВЧ-детекторами и импульсными усилителями огибающей СВЧ-сигнала. Огибающая прямой и отраженной волн подается на выходные разъемы ПАД и ОТР, находящиеся на передней панели усилителя, и на АЦП блока управления и контроля.

Блок управления и контроля позволяет управлять выходной мощностью, задержкой и длительностью импульса модулятора, а также обеспечивает мониторинг основных параметров усилителя.

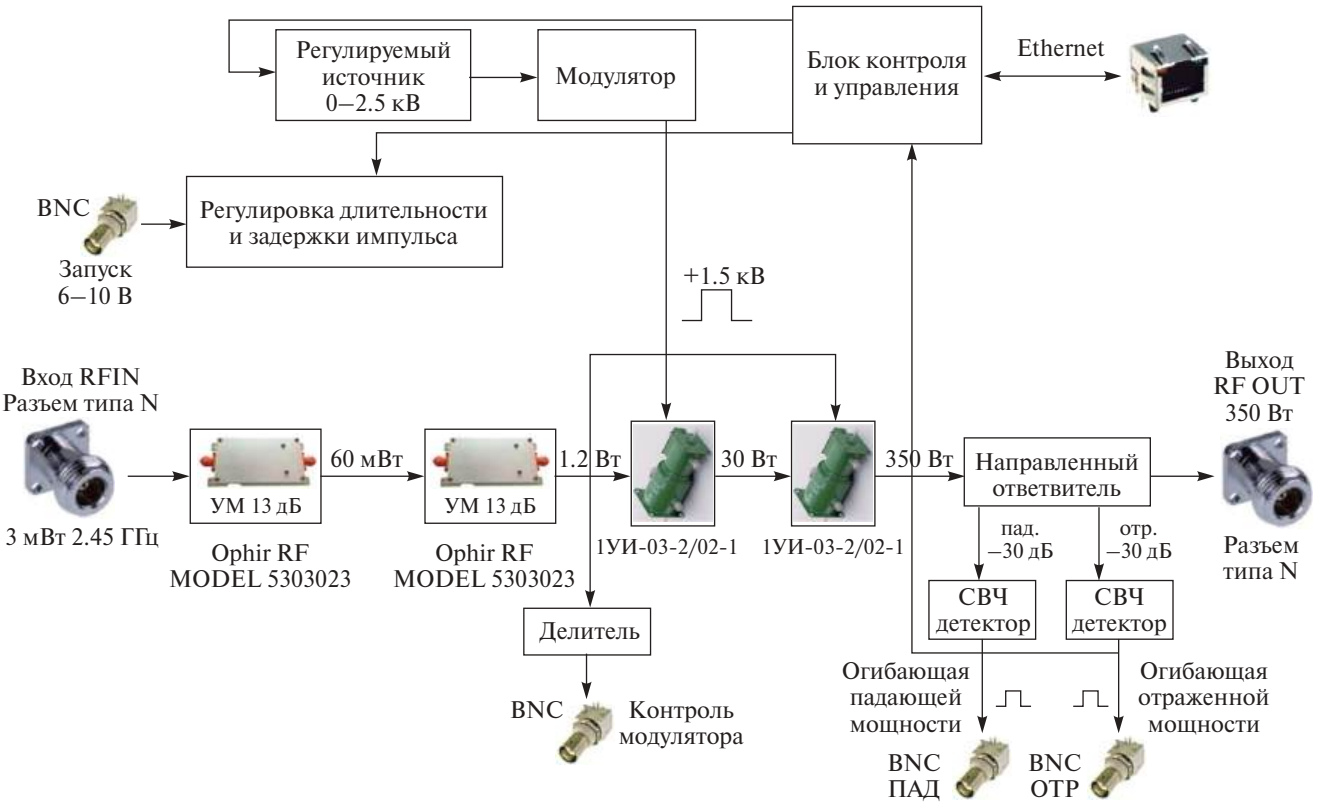


Рис. 1. Структурная схема усилителя УМП-300.

Для управления усилителем УМП-300 было разработано программное обеспечение, интегрированное в автоматизированную систему контроля и управления ускорителем ЛИНАК-200, которая разработана на основе инструментария Tango Controls.

Программное обеспечение Tango можно разделить на две части — серверную и клиентскую. На серверном уровне осуществляется обмен данными с усилителем по протоколу Modbus. Серверная часть программного обеспечения реализована на языке Python с использованием модулей PyTango [2] и PyModbus [3].

Клиентский уровень, программное обеспечение которого реализовано на языке C++ с использованием фреймворка Qt5 и библиотеки QTango [4], предоставляет собой графический интерфейс для управления усилителем УМП-300. Клиентская часть программного обеспечения позволяет включать и выключать подачу сигнала на выходе усилителя, изменять значение анодного напряжения, а также контролировать значение мощности импульса на выходе усилителя.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Объединения молодых ученых и специалистов ОИЯИ (грант № 23-203-03).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Trifonov A., Brukva A., Gostkin M., Demin D., Kobets V., Nozdrin M., Shabratov V., Shirkov G., Yunenko K., Zhemchugov A., Zhuravlyov P.* // Proceed. of Science. 2022. V. 414. P. 1094. https://doi.org/10.22323/1.414.1094
2. PyTango. https://pytango.readthedocs.io
3. PyModbus. https://pymodbus.readthedocs.io
4. *Strangolino G., Asnicar F., Forch`I V., Scafuri C.* // Proceed. of the 12th International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALEPCS2009). Kobe, Japan. 2009. P. 865.

Адрес для справок: Россия, 141980, Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6. Объединенный институт ядерных исследований. E-mail: trifonov@jinr.ru

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 155–157

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 504.432

СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛЬНОГО АПВЕЛЛИНГА, ВЫЗВАННОГО ВСПЛЫВАЮЩИМИ ПУЗЫРЬКАМИ

© 2024 г. Д. В. Черных[a,b], Н. Е. Шахова[a,c] Д. А. Космач[a,b], А. В. Доманюк[a,b], А. Н. Салюк[a,b], Э. А. Спивак[a,b], А. С. Саломатин[a], Е. В. Гершелис[d], И. П. Семилетов[a,b]

Поступила в редакцию 28.07.2023 г.
После доработки 20.09.2023 г.
Принята к публикации 20.11.2023 г.

DOI: 10.31857/S0032816224030239 **EDN:** OSUNHM

Разработан и сконструирован экспериментальный стенд, позволяющий определить величину локального апвеллинга, вызванного непрерывно всплывающими пузырьками, в зависимости от их геометрических размеров и интенсивности их генерации (интенсивности потока газа). Стенд (рис.1а, б) состоит из прозрачной камеры *1*, выполненной из ударопрочного плексигласа толщиной 10 мм; системы соединенных с камерой газовых трубок; установленных в технические отверстия *7* датчиков электропроводимости (солености), работающих в диапазоне от 0 до 40 000 мкСм; расходомеров, работающих в диапазоне от 0.1 до 60 л/мин; системы подачи газовой смеси с регулируемым расходом вещества *5,* включающей воздушный компрессор; осветительных приборов и системы видеорегистрациии *6.* Через патрубок *3* в камеру экспериментального стенда *1* поступают растворы с различной плотностью, формируя водную среду с ярко выраженной границей раздела *4.* Для эффективного контроля за процессами, происходящими в водной среде стенда, более плотный (соленый) раствор окрашен. Через сопло или устройство генерации пузырьков *2* с помощью воздушного компрессора в камеру с заданным потоком подается газ (воздух или чистый метан) при этом образуются всплывающие пузырьки и формируется локальный апвеллинг.

В зависимости от поставленной в эксперименте задачи пузырьки могут всплывать: 1) в одиночном виде, 2) в виде одиночной непрерывной цепочки или 3) в виде непрерывного массированного выброса (рис. 1в). Все происходящие в водной среде экспериментального стенда события записываются с помощью цифровых видеокамер *6* (например, с помощью экшен-камер GoPRO). Величина локального апвеллинга определяется по изменяющейся электропроводимости (солености) водных растворов с помощью установленных в камеру стенда датчиков.

Разработанный экспериментальный стенд позволяет определить величину локального апвеллинга, вызванного непрерывно всплывающими пузырьками, в зависимости от их геометрических размеров, интенсивности их генерации (интенсивности потока газа) и типов их всплытия, а также получить коэффициенты, корректирующие величину газообмена, происходящего между всплывающими пузырьками и столбом жидкости. Полученные результаты

[a]Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, Россия, Владивосток

[b]Международный центр дальневосточных и арктических морей им. адмирала С.О. Макарова, СахТech — Сахалинский государственный университет, Россия, Южно-Сахалинск.

[c]Институт динамики геосфер им. академика М.А. Садовского РАН, Россия, Москва

[d]Научно-технологический университет “Сириус”, Россия, Краснодарский край, пгт. Сириус

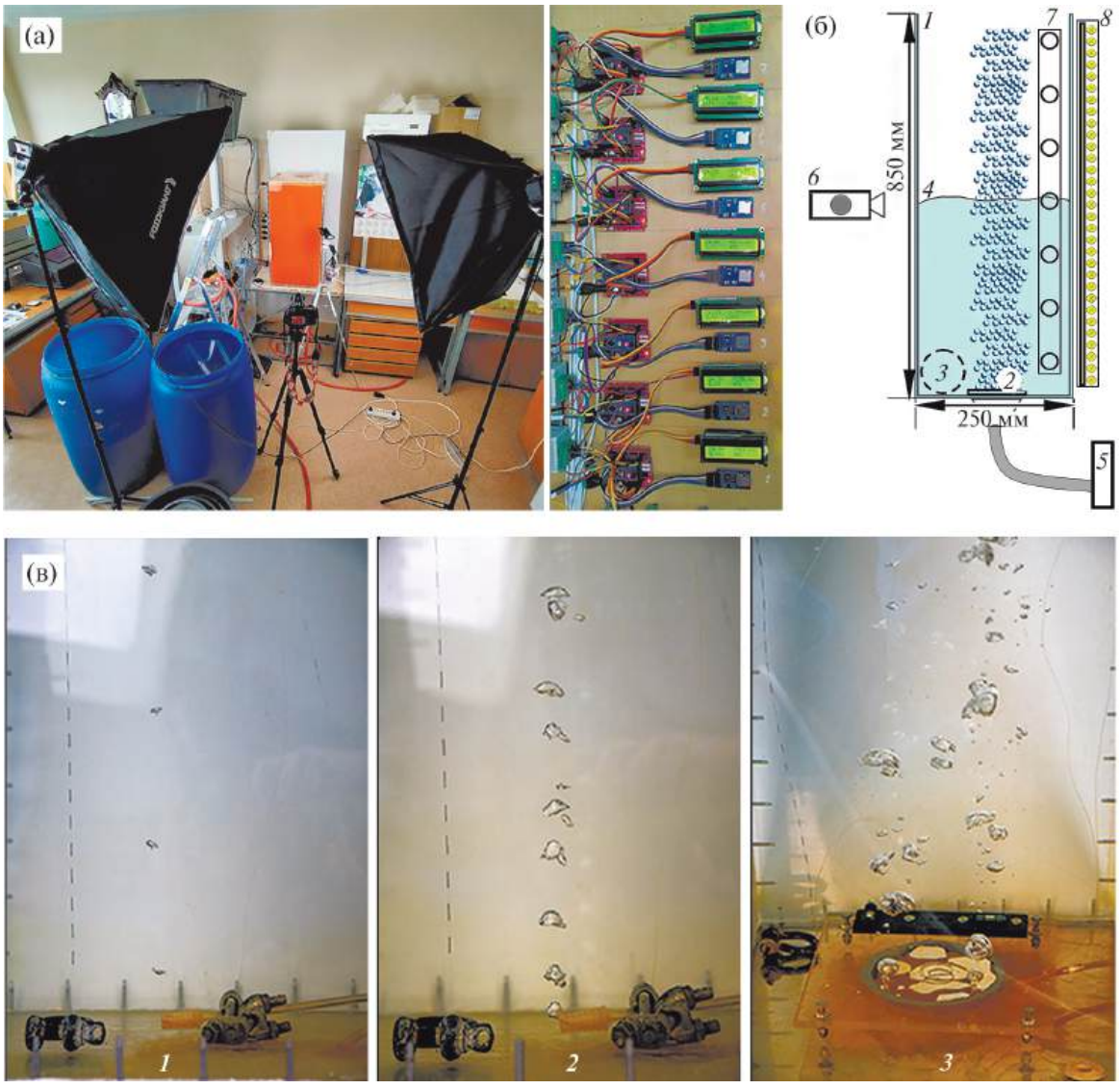


Рис. 1. а) Фотографии разработанного стенда. **б)** Принципиальная схема экспериментального стенда: *1* — камера экспериментального стенда, *2* — система генерации всплывающих пузырьков, *3* — патрубок для слива или подачи жидкостей в рабочую зону экспериментального стенда, *4* — граница раздела жидкостей разной плотности, *5* — система подачи газовой смеси с регулируемым расходом вещества, *6* — система видеорегистрации, *7* — технические отверстия для отбора проб и установки датчиков температуры и электропроводности (солености), *8* — светодиодные осветители. **в)** Пример генерации всплывающих пузырьков в виде одиночных пузырьков (*1*), непрерывной цепочки (*2*), массированного выброса (*3*).

позволят повысить точность методов количественной оценки современной эмиссии метана, поступающего из гидросферы в приводные слои атмосферы. Это особенно важно в условиях мелководного Восточно-Сибирского шельфа, на территории которого сосредоточено более 30% мирового запаса углеводородов, а их поступление в атмосферу (пузырьковый поток) определяется состоянием подводной мерзлоты [1–3].

От описанной в литературе установки [4], позволяющей изучать газообмен дискретно всплывающих пузырьков со столбом жидкости, данный стенд отличается возможностью ис-

следования зависимости величины газообмена от величин потока (количества) непрерывно всплывающих пузырьков и локального апвеллинга, вызванного данными пузырьками.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22–67–00025) (разработка экспериментального стенда), а также в рамках программы развития Приоритет 2030 СахГу–СахТech (экспедиционные исследования в районах обнаружения газовых факелов) и государственного задания № 124022100074-9 (разработка методов оценки потока метана).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chernykh D., Yusupov V., Salomatin A., Kosmach D., Shakhova N., Gershelis E., Konstantinov A., Grinko A., Chuvilin E., Dudarev O., Koshurnikov A., Semiletov I.* // Geosciences. 2020. V. 10. № 10. P. 411.
https://doi.org/10.3390/geosciences10100411
2. *Shakhova N., Semiletov I., Salyuk A., Yusupov V., Kosmach D., Gustafsson Ö.* // Science. 2010. V. 327. № 5970. P. 1246.
https://doi.org/10.1126/science.118222
3. *Shakhova N., Semiletov I., Gustafsson O., Sergienko V., Lobkovsky L., Dudarev O., Tumskoy V., Grigoriev M., Mazurov A., Salyuk A., Ananiev R., Koshurnikov A., Kosmach D., Charkin A., Dmitrevsky N. et al.* // Nature Communications. 2017. V. 8. № 1. P. 1.
https://doi.org/10.1038/ncomms15872
4. *Черных Д.В., Космач Д.А., Константинов А.В., Шахова Н.Е., Саломатин А.С., Юсупов В.И., Силионов В.И., Семилетов И.П.* // ПТЭ. 2019. № 1. С. 156.
https://doi.org/10.1134/S0032816219010063

Адрес для справок: Россия, 690041, Приморский край, Владивосток, ул. Балтийская, 43. Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН. E-mail: denis.chernykh.vl@gmail.com

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 158–159

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621.372

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ НА РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ СПУСКАЕМОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

© 2024 г. С. А. Яшков, Е. А. Прокопенко, И. А. Дема

Поступила в редакцию 22.08.2023 г.
После доработки 31.08.2023 г.
Принята к публикации 04.03.2024 г.

DOI: 10.31857/S0032816224030242 **EDN:** OSTVXQ

Электромагнитное поле, возбуждаемое неоднородным плазменным потоком, образующимся вокруг спускаемого аппарата при его движении в плотных слоях атмосферы, способно критически влиять на функционирование бортовых радиотехнических систем. Наиболее эффективный способ исследовать данное воздействие плазмы — проведение натурного эксперимента в ходе летных испытаний спускаемых космических аппаратов (СКА). Данный способ не лишен и недостатков, в числе которых большие финансовые затраты и технические риски, связанные с возникновением нештатных ситуаций, а также низкая воспроизводимость однотипных условий полета. Лабораторные установки, позволяющие создавать близкие к реальным условия движения СКА, позволяют преодолеть указанные выше недостатки, хотя не в полной мере позволяют исследовать воздействие плазмы на радиотехнические системы. Одной из таких установок является разработанный в Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского программно-аппаратный комплекс (ПАК) “Приемно-передающий плазменный канал” для исследования воздействия плазмы на радиотехнические системы спускаемого космического аппарата, общий вид которого представлен на рис. 1.

ПАК “Приемно-передающий плазменный канал” состоит из гиперзвуковой импульсной аэродинамической трубы ИТ-1М, приемной антенны типа “тройной квадрат”, передающей спиральной антенны, программно-определяемой радиосистемы компании National Instruments (NI USRP 2900, 70 МГц–6 ГГц) и персональной электронной вычислительной машины (ПЭВМ), объединенных в единый тракт управления и измерений физических параметров с помощью специального программного обеспечения. Состав и схема взаимодействия элементов ПАК представлены на рис. 2.

Поскольку продолжительность процесса гиперзвукового обтекания потоком модели СКА составляет порядка 35 мс, на этом временном интервале проводилась оценка влияния плазмообразования на приемное устройство. В процессе проведения экспериментов осуществлялась непрерывная передача двоичного фазоманипулированного сигнала, разделенного по пакетам. Длительность передачи 1 пакета составляла примерно 10 мс, количество передаваемых отчетов в пакете — 5108, что соответствует 1277 информационным симво-

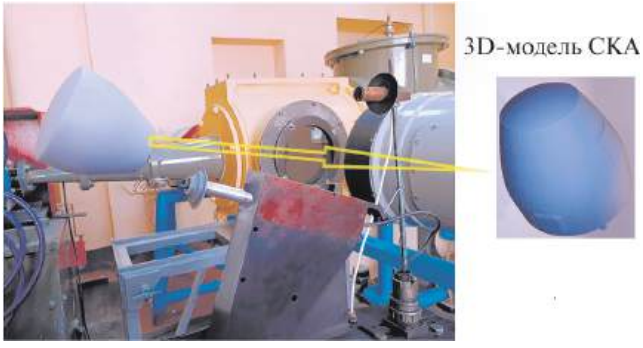


Рис. 1. Общий вид ПАК “Приемно-передающий плазменный канал”.

лам и общей скорости передачи информации 512 кбит/с. На один бит информации приходится 4 отсчета сигнала. За 1 эксперимент гарантировано передается 2 информационных кадра в условиях гиперзвукового обтекания. В результате обработки записанных данных принятого сигнала во время экспериментов получаются:

– осциллограммы амплитуды сигнала в момент проведения пуска,

– осциллограммы измеренного отношения энергии информационного символа к спектральной плотности средней мощности шума,

– осциллограммы измерения ухода несущей частоты принятого сигнала,

– скейлограммы распределения энергии по времени и частоте.

Адрес для справок: Россия, 197198, Санкт-Петербург, ул. Ждановская, 13. Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского. E-mail: Prokopenko_work@mail.ru (Прокопенко Е.А.)

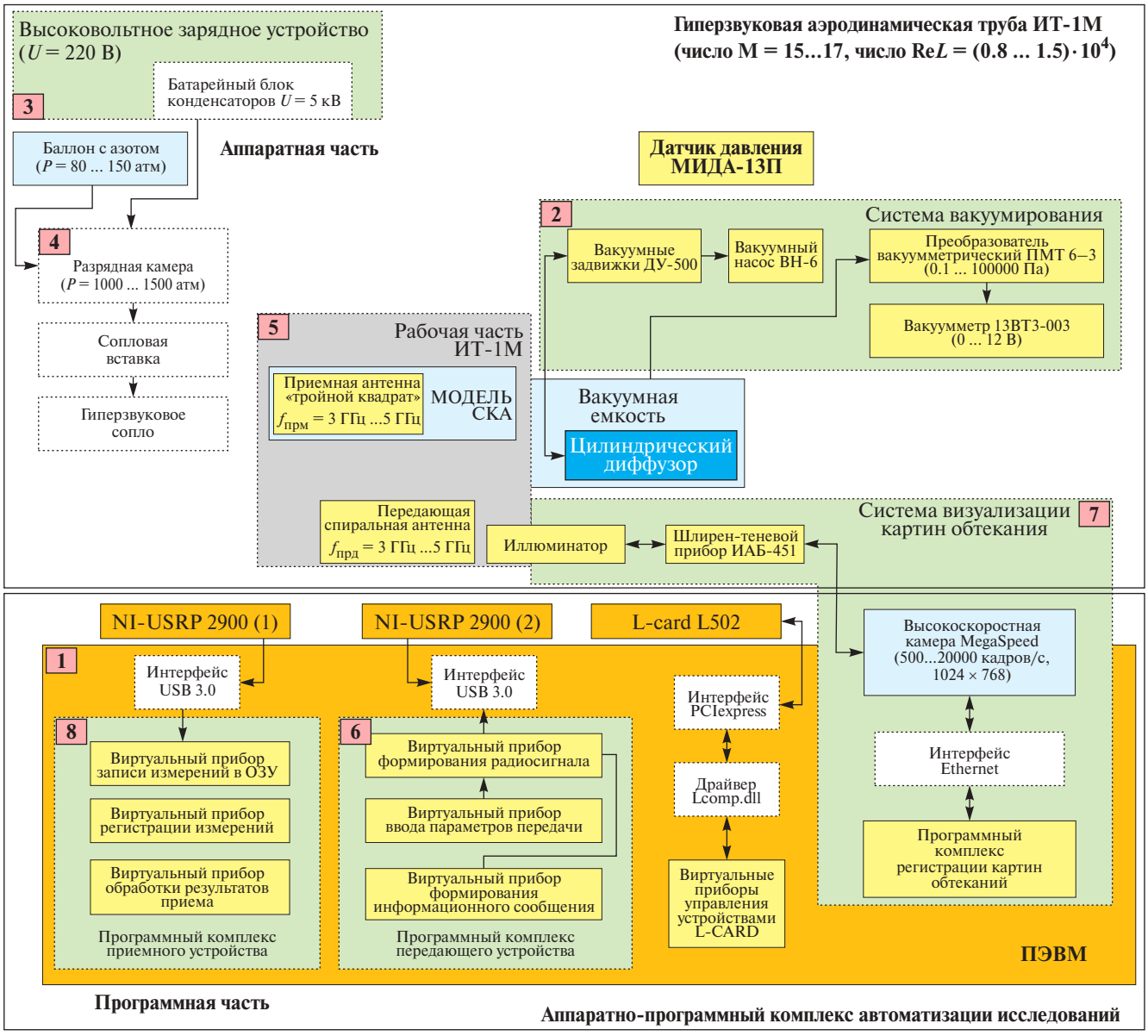


Рис. 2. Схема ПАК “Приемно-передающий плазменный канал” в составе гиперзвуковой аэродинамической трубы ИТ-1М.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2024, № 3, с. 160–164

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816224030253 **EDN:** OSMFSF

ОБЗОРЫ

Дриаев Д.Г. Некоторые методы исследования дислокационной структуры и механических свойств твердых тел (*обзор*). — 16 с., 8 рис.

Описаны оригинальные экспериментальные методы исследования дислокационной структуры и механических свойств твердых тел, разработанные в Институте физики им. Э. Андроникашвили: 1) способ возбуждения механических колебаний ионного кристалла путем воздействия на заряженные дислокации; 2) высокодобротный камертон нового типа (трехязычковый) и основанный на нем акустический спектрометр; 3) способ деформирования кристалла сдвигом по одной системе плоскостей скольжения; 4) метод генерации дислокаций одного механического знака; 5) способ определения параметров релаксационного процесса; 6) метод вибрирующего сверхпроводника.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Александров И.С., Белов В.А., Болоздыня А.И., Васин А.А., Галаванов А.В., Гусаков Ю.В., Коваленко А.Г., Козлова Е.С., Коновалов А.М., Корноухов В.Н., Кумпан А.В., Лукьяшин А.В., Пинчук А.В., Разуваева О.Е., Рудик Д.Г., Симаков Г.Е., Сосновцев В.В., Хромов А.В., Шакиров А.В., Этенко А.В. Модернизация системы криостатирования эмиссионного детектора РЭД-100 для работы с жидким аргоном. — 7 с., 3 рис.

Приведено описание модернизации криогенной системы двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100 для обеспечения возможности работы с жидким аргоном в качестве рабочей среды с целью поиска эффекта упругого когерентного рассеяния реакторных электронных антинейтрино на ядрах аргона.

Амельчаков М.Б., Богданов А.Г., Громушкин Д.М., Задеба Е.А., Киндин В.В., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г., Петрухин А.А., Хохлов С.С., Шульженко И.А., Шутенко В.В., Яшин И.И. Гибридная триггерная система экспериментального комплекса НЕВОД. — 17 с., 8 рис.

Представлено описание триггерной системы уникальной научной установки — экспериментального комплекса НЕВОД для регистрации различных компонент космических лучей. Экспериментальный комплекс НЕВОД включает в себя различные по площади, физическим принципам регистрации и фоновой загрузке детекторы и установки, каждый из детекторов имеет свою оригинальную систему сбора данных и триггирования и может работать автономно. но вместе с тем все они объединены единой системой триггирования и синхронизации данных. Описаны особенности систем отдельных детекторов, приведены их основные характеристики и способы их инициализации и объединения.

Елин И.П., Жидков Н.В., Суслов Н.А., Ильин В.С., Гаранин Р.В., Поздняков Е.В. Визуализация области прохождения ядерных реакций DD-синтеза методом кодирующих диафрагм на установке ИСКРА-5. — 9 с., 4 рис.

Для визуализации области прохождения ядерных реакций DD-синтеза использован метод регистрации протонов с энергией E_p = 3.02 МэВ, образующихся во втором безнейтронном канале, имеющим равную вероятность с реакцией в нейтронном канале. Приведены результаты регистраций на трековый детектор CR-39 области кумуляции плазмы с помощью двух различных кодирующих диафрагм и результаты оценок количества реакций в мишенях с обращенной короной этим методом.

Мещанинов С.А., Родионов Н.Б., Красильников А.В., Сабуров В.О., Казаков Е.И., Лычагин А.А., Корякин С.Р., Кащук Ю.А., Родионов Р.Н., Амосов В.Н., Джурик А.С. Исследование характеристик поля нейтронов с энергией 14.7 МэВ алмазным детектором. — 13 с., 8 рис.

Представлены результаты экспериментальных исследований характеристик поля нейтронов с энергией 14.7 МэВ, создаваемого портативным нейтронным генератором НГ-14. В измерениях был использован радиометр быстрых нейтронов на основе алмазного детектора. Поток нейтронов из мишени нейтронного генератора проходил через массивный коллиматор из стали. Анализ амплитудных спектров алмазного детектора, обусловленных регистрацией быстрых нейтронов, позволил определить следующие характеристики нейтронного поля: плотность потока прямых нейтронов, плотность потока нейтронов, рассеянных в коллиматоре, и энергетический спектр нейтронного излучения. По полученным энергетическим спектрам рассчитывались

керма нейтронного излучения в водном фантоме и мощность дозы рассеянных нейтронов за коллиматором с энергией выше 0.5 МэВ.

Николайчук И.Ю., Горбачев Е.В., Лебедев В.А., Седых Г.С., Смирнов В.Л., Шандов М.М. Разработка программного обеспечения диагностики и коррекции замкнутой орбиты пучка в бустере инжекционного комплекса коллайдера NICA. — 10 с., 4 рис.

Ускорительный комплекс NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) состоит из коллайдера и инжекционного комплекса. Инжекционный комплекс тяжелых ионов включает в себя источник ионов, линейный ускоритель, бустерный синхротрон с проектной магнитной жесткостью 25 Тл·м, синхротрон нуклотрон с магнитной жесткостью 38 Тл·м и линии транспортировки пучка. Одними из первостепенных задач для получения проектных параметров при работе с синхротронами являются диагностика и коррекция орбиты пучка. Для этой цели разработано программное обеспечение, успешно использованное в ходе прошедших сеансов пуско-наладочных работ с пучком. В статье описаны функционал и результаты работы программно-аппаратного комплекса диагностики и коррекции орбиты.

Новиков С.Г., Беринцев А.В., Алексеев А.С., Жуков А.В., Кузнецов Р.А., Бобровская К.С., Черторийский А.А., Приходько В.В. Разработка и исследование системы измерения распределения поверхностного выхода бета-излучения плоского источника. — 12 с., 6 рис.

Разработана и исследована система для измерения пространственного распределения плотности потока бета-излучения с поверхности источника ионизирующего излучения. Основой измерительной системы является зондовый сенсорный элемент на основе сцинтилляционного оптического волокна, выходной оптический сигнал с которого поступает на вход счетчика фотонов и далее обрабатывается микроконтроллером. Методом численного моделирования с использованием программных библиотек Geant4 проведен расчет параметров чувствительности сенсорного элемента при измерении потока бета-излучения с поверхности плоского источника на базе изотопа 63Ni. Экспериментально исследованы пространственное распределение выхода бета-электронов источника размером 1×1 см^2 и зависимость чувствительности зонда от расстояния до источника. Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с результатами модельного расчета.

Пасюк Н.А., Компаниец К.Г., Петрухин А.А., Целиненко М.Ю., Шутенко В.В., Яшин И.И. Сцинтилляционный стриповый детектор гибридного годоскопа для мюонной томографии крупномасштабных объектов. — 16 с., 13 рис.

Для мюонографии крупномасштабных объектов в НОЦ НЕВОД (НИЯУ МИФИ) создан гибридный мюонный годоскоп. Многоканальная детектирующая система годоскопа, состоящая из сцинтилляционного стрипового детектора и детектора на дрейфовых трубках, предназначена для регистрации треков заряженных частиц, в основном мюонов. Детектор на сцинтилляционных стрипах является самостоятельным трековым детектором, формирующим начальное положение трека и триггерный сигнал для детектора на дрейфовых трубках. В статье описывается конструкция сцинтилляционного стрипового детектора, принципы работы считывающей электроники, а также приведены основные технические характеристики.

Свирида Д.Н. от имени коллаборации ДАНСС. Новая конструкция сцинтилляционных стрипов для модернизации детектора ДАНСС. — 15 с., 10 рис.

Стрипы из сцинтилляционной пластмассы со спектросмещающими волокнами являются базовыми элементами чувствительного объема детектора реакторных антинейтрино ДАНСС. Необходимость оптимизации конструкции стрипов определяется ограничениями чувствительности эксперимента к поиску стерильных нейтрино из-за невысокого энергетического разрешения детектора. Новая конструкция стрипов характеризуется существенно бóльшим световыходом и лучшей равномерностью светосбора. Обсуждается методология регистрации света одновременно с обоих концов волокон, которая удваивает фотостатистику и дает информацию о продольной координате события. Работа отражает детали и статус модернизации детектора вместе с результатами недавних пучковых испытаний. Рассматривается также ожидаемое влияние улучшений на чувствительность к стерильному нейтрино.

Шитенков М.О., Дементьев Д.В., Леонтьев В.В., Шереметьев А.Д., Мурин Ю.А. Радиационные испытания концентратора данных на базе программируемой логической схемы artix-7 для кремниевой трековой системы эксперимента BM@N. — 16 с., 5 рис.

Целью данной работы является исследование возможности применения программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) Xilinx Artix-7 в системе сбора данных для кремниевой трековой системы эксперимента BM@N. В условиях сравнительно невысоких радиационных загрузок ПЛИС может использоваться в качестве доступной альтернативы линейке радиационно-стойких микросхем GBT, которые в настоящее время применяются в современных экспериментах в области физики высоких энергий в ЦЕРНе, FAIR и др. Данная линейка микросхем предназначена для концентрации данных от многоканальной детекторной электроники и их последующей передачи по оптической линии связи к электронным блокам постобработки данных. В работе представлены результаты исследований чувствительности выбранной ПЛИС к радиационной нагрузке от протонов с энергией 1 ГэВ, оценена частота сбоев конфигурационной (CRAM) и блочной статической памяти (BRAM) в условиях применения данного техническо-

го решения в эксперименте BM@N. Дополнительно приводятся результаты исследования эффективности внедренных методов коррекции ошибок в конфигурационной памяти тестируемой ПЛИС.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Lingxi Ye, Peng Sha, Zhenghui Mi, Feisi He, Jiyuan Zhai. Error analysis of vertical test for cepc 650 MHz superconducting radio-frequency cavity. — 13 p., 4 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Hundreds of 650 MHz superconducting radio-frequency (SRF) cavities with high intrinsic quality factor (Q_0) and accelerating gradient (E_{acc}) will be adopted for Circular Electron Positron Collider (CEPC). The values of Q_0 and E_{acc} are obtained during vertical test at 2.0 K. Hence, high accuracy of vertical test is essential for evaluating the performance of SRF cavity. The 650 MHz SRF cavities achieved very high Q_0 (6×10^{10}) and E_{acc} (40 MV/m) during the vertical test. In our study, the error analysis of vertical test was conducted in the scalar case, in order to achieve high accuracy. The uncertainties of vertical test were obtained through calculation, which was approximately 3% for E_{acc} and less than 5% for Q_0. This result was reasonable and acceptable.

Андреев Ю.А., Ефремов А.М., Кошелев В.И., Плиско В.В., Смирнов С.С. Мощный источник сверхширокополосного излучения с эллиптической поляризацией и мегавольтным эффективным потенциалом. — 15 с. 11 рис.

Разработан мощный источник сверхширокополосного излучения с эллиптической поляризацией на основе 64-элементной решетки спиральных антенн. Решетка возбуждалась биполярным импульсом напряжения амплитудой до 240 кВ и длительностью 1 нс на частоте повторения 100 Гц. Получены импульсы излучения с коэффициентом эллиптичности 0.64 и пиковой напряженностью поля 250 кВ/м на расстоянии 10 м.

Семенов Э.В., Назаров М.А., Фатеев А.В., Полторыхин К.М., Березин А.А., Поздняков В.С. Измерение нелинейного рассеяния видеоимпульсных электромагнитных волн малоразмерными объектами. — 16 с., 9 рис.

Рассмотрена установка, позволяющая измерять рассеяние ступенчатой сверхширокополосной электромагнитной волны (субнаносекундная длительность фронта) малоразмерными объектами. Основной особенностью установки является выделение в рассеянном сигнале со сплошным спектром нелинейной составляющей отклика. Достигнутая в экспериментах интенсивность зондирующего поля составляет 135 Вт/м^2. Показано, что пороговая чувствительность по нелинейному отклику объекта определяется, в основном, сдвигом отдельных фрагментов регистрируемых сигналов, возникающим в стробоскопическом регистрирующем устройстве. За счет коррекции этих сдвигов удалось получить пороговую чувствительность по потенциалу нелинейно рассеянного поля не хуже 3.5 мВ при потенциале рассеянного объектом поля не более 520 мВ. Приведены результаты тестирования установки посредством линейных и нелинейных мер с известными параметрами, а также наблюдения нелинейного отклика малоразмерного электронного прибора.

Сергеев А.И. Активное подавление пульсаций выходного напряжения высоковольтных источников напряжения. — 7 с., 3 рис.

Описаны работа и результаты испытаний действующего макета высоковольтного источника питания с активным подавлением пульсаций выходного напряжения. Частота задающего генератора источника 90 кГц, величина емкостей диодно-емкостной схемы умножения 10 нФ. Испытания устройства проведены при выходном напряжении 1кВ и токе нагрузки 1мА. Указаны настройки, с помощью которых достигнутая амплитуда пульсаций выходного напряжения от пика до пика не превышает 150 мкВ при выходном сопротивлении источника по постоянному току не более 20 кОм.

Сергеев А.И. Защита источников напряжения от токовой перегрузки. — 5 с., 2 рис.

Описан источник напряжения, имеющий защиту мощных выходных транзисторных каскадов от токовой перегрузки. Плавная установка величины максимально допустимого выходного тока позволяет оперативно изменять допустимый ток нагрузки от 6 до 13 А при изменении выходного напряжения от 2.5 до 9.1 В с обеспечением запаса по мощности выходного транзистора не менее 35%.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козлов А.А., Ревазов В.О., Якубов Р.Х. Результаты использования анода управляемого искрового разрядника в качестве зонда Ленгмюра. — 14 с., 9 рис.

Использование одного из электродов малогабаритного вакуумного искрового разрядника в качестве одиночного зонда Ленгмюра позволило, не нарушая условий формирования инициирующего разряда, зафиксировать с высоким временным разрешением потоки заряженных частиц и плазмы, эмиттируемые из системы поджига, и измерить их основные параметры. Обнаружена эмиссия надтепловых электронов и ионов турбулентной плазмы. Методом интегрирования по времени сигнала с зонда подтверждена гипотеза о том, что аномально большой ионный ток насыщения на зонд связан с раскачкой в плазме электростатических колебаний. Обнаружены признаки макроскопического разделения зарядов на переднем фронте плазменного потока. Проведена оценка энергий надтепловых частиц, электронной температуры и плотности эмиттируемой плазмы. Зондовый метод показал себя вполне надежным и продуктивным инструментом для изучения быстропротекающих процессов.

Рау Э.И., Зайцев С.В. Аппаратная функция отклика детектора отраженных электронов и контраст химического состава образцов в сканирующей электронной микроскопии. — 13 с., 4 рис.

Приводятся формулы для расчета коэффициента отражения обратно рассеянных электронов в зависимости от материала (атомного номера Z), т.е. химического состава образца, и энергии первичных облучающих электронов E_B. Приводится расчет детектируемого сигнала обратно рассеянных электронов в зависимости от Z, E_B и функции отклика F полупроводниковых детекторов и детекторов на основе микроканальных пластин. Результаты расчетов сравниваются с результатами экспериментальных измерений. Проведен сравнительный анализ контраста изображений состава образцов, получаемого для различных типов детекторов при различных E_B.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Кузьмин А.В., Стерлядкин В.В. Юстировка и измерение углов поляризаций в микроволновых радиометрах. — 12 с., 4 рис.

Рассмотрен способ измерения и установки четырех переключаемых плоскостей поляризаций в микроволновом радиометре, в котором используется ячейка Фарадея. Калибруемый радиометр предназначен для регистрации тонких поляризационных эффектов, например азимутальной анизотропии, возникающей при формировании собственного излучения взволнованной морской поверхности. Для решения таких задач требуется абсолютная привязка всех поляризационных режимов работы радиометра к уровню горизонта с точностью не хуже 0.5°. В предлагаемой схеме измерений в качестве широкополосного микроволнового источника использовалось излучение газоразрядной трубки с выходной антенной с горизонтальной поляризацией, которое дополнительно отражалось от водной поверхности при угле Брюстера. Это обеспечило дополнительное подавление вертикальной составляющей излучения на −12 дБ и формирование строго горизонтальной поляризации отраженной волны, поскольку свободная поверхность воды в ванне горизонтальна с погрешностью не более 0.05°. Традиционные источники поляризованного излучения не обеспечивают горизонтальную ориентацию излучаемого сигнала с указанной точностью. В предложенном методе погрешности установки вертикальной, горизонтальной и скрещенных под углами ±45° плоскостей поляризации составили не более ±0.3° относительно горизонта. Измерение углов установки плоскости поляризации проводилось с точностью 0.1° посредством вращения радиометра вокруг оси приемной антенны и аппроксимации данных законом Малюса. Настройка углов управлялась токами через ячейку Фарадея.

Мерзликин Г.В., Коконцев Д.А., Яковлев И.А., Акулиничев С.В. Оценка точности дозиметрии протонных пучков пленочными детекторами. — 10 с., 5 рис.

Исследованы теоретические и экспериментальные характеристики глубинных дозовых распределений протонов в области пика Брэгга. Использованы расчеты методом Монте-Карло в программном пакете TOPAS MC и экспериментальные данные, полученные на сильноточном линейном ускорителе протонов ИЯИ РАН с помощью пленочных детекторов и ионизационных камер. Рассмотрены взаимосвязь полученных значений и корректность применения детекторов для измерения поглощенной дозы. Получено совпадение рассчитанных и измеренных с помощью ионизационных камер дозовых распределений для начального и модифицированного пиков Брэгга и показана возможная взаимосвязь значения линейной передачи энергии и точности измерения дозы с пленочными детекторами. Обнаруженное в области пика Брэгга расхождение показаний пленочных детекторов, с одной стороны, и расчетных значений и показаний ионизационных камер, с другой стороны, может быть существенным при облучении биологических объектов, в том числе и в режимах FLASH-терапии.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Chao Ma, Qing Li, Lei Liu, Hongjie Yang. Measurement and active control of low frequency micro-vibration based on dynamic force sensor. — 16 p., 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Space precision payloads and microgravity science experiments are easily affected by low frequency micro-vibrations. The measurement and control of low frequency micro-vibrations are still critically needed. To overcome the measurement and control problem of low frequency micro-vibrations, a low frequency dynamic force sensor (LFDFS) and an active vibration control method are developed. Based on the LFDFS, an active vibration isolation platform is built to validate the low frequency measurement performance of the sensor. The dynamic modeling and simulation studies of the vibration isolation platform are further implemented. A composite control method employing both feedforward and feedback is proposed. Finally, the experimental results verify the performance of the developed LFDFS and the active vibration isolation effectiveness of the proposed composite controller.

Ищенко А.Н., Буркин В.В., Дьячковский А.С., Чупашев А.В., Саммель А.Ю., Рогаев К.С., Сидоров А.Д., Майстренко И.В., Корольков Л.В., Бураков В.А., Саморокова Н.М., Шестопалова А.С. Двуствольная метательная установка для исследования движения группы суперкавитирующих ударников. — 8 с., 9 рис.

Выполнено баллистическое проектирование для оценки технического облика и габаритов двуствольной метательной установки с длиной ускорительного канала до 1 м. На основе баллистического проектирования выполнены разработка, конструкторская проработка и изготовление двуствольной метательной

установки. Разработана запальная система, способная обеспечить одновременное и с программируемой задержкой метание двух суперкавитирующих ударников в воздушную или водную среду. Выполнены тестовые эксперименты по метанию двух суперкавитирующих ударников в условиях гидробаллистического стенда в воздушную и водную среды.

Мартиросян М.Д. Прибор, измеряющий предел прочности многослойных стержней методом двухточечного изгиба. — 8 с., 4 рис.

На основании требований, предъявляемых к прибору (в частности, требование соблюдения всех теоретических нюансов метода, положенного в его основу), прибор был сконструирован и протестирован. Результаты тестирования были статистически обработаны, благодаря чему было выявлено хорошее согласие между полученным значением среднего предела прочности волокон и данными из спецификаций к ним. Как следствие, получившийся прибор соответствует всем требованиям, к нему предъявленным: он обеспечивает хранение в памяти полностью изменяемых алгоритмов измерений и их статистической обработки в автоматическом режиме; отправку результатов измерений и полученных с их помощью данных на рабочую станцию в цифровом виде. Легкость и редкая необходимость планового технического обслуживания прибора, его компактность, простота его конструкции и эксплуатации являются дополнительными преимуществами.

Самохвалов В.Н. Тепловизионное исследование турбулентных структур на выходах из вихревой трубы. — 10 с., 9 рис.

Представлено устройство, имеющее преобразователь температуры, выполненный в виде сетки из материала с низкой теплопроводностью, и тепловизор. Его использование позволяет послойно зафиксировать поле температуры воздушного потока, косвенно определяющее конфигурацию и размеры вихревых структур на выходах вихревой трубы. Установлено, что параметры и структура выходящих потоков как охлажденного, так и нагретого воздуха из противоточной вихревой трубы с осевыми выходами зависят от соотношения площадей проходных сечений диафрагмы и диффузора.

Шелковников Е.Ю., Гуляев П.В., Ермолин К.С. Устройство микромаркировки образцов на основе гравировального станка. — 13 с., 6 рис.

Работа относится к области контактной силовой нано- и микролитографии, применяемой для маркировки образцов и разметки участков поверхности, исследуемых с помощью микроскопов высокого разрешения. Описано устройство маркиратора, построенного на базе серийного гравировального станка Generic-CNC2418 с числовым программным управлением в G-кодах и использующего вольфрамовую иглу в качестве рабочего инструмента. Описан процесс управления приводами станка для формирования маркировки, основанный на контроле контактирования иглы с поверхностью посредством оптического микроскопа. Маркировка, получаемая с помощью таких игл, представляет собой рисунок отдельных отпечатков (паттерн) иглы. Приводы маркиратора обеспечивают точность позиционирования 10 мкм. Поперечный размер получаемых отпечатков маркировки при этом составляет 10–15 мкм. Маркиратор рекомендуется использовать для поверхностей с шероховатостью Ra не более 0.1 мкм и твердостью по Моосу не более 7.5.

Яфарова А.Ф., Холин Д.И., Сосин С.С. Низкотемпературный шаговый двигатель для работы в сильном магнитном поле. — 13 с., 5 рис.

Разработана конструкция шагового электродвигателя, предназначенного для вращения образца в экспериментальной ячейке, находящейся внутри криостата с откачкой 3He. Устройство на основе ротора со скрещенными электрическими обмотками работает в постоянном магнитном поле, создаваемом сверхпроводящим соленоидом. Опытный образец двигателя был установлен на СВЧ-спектрометр X-диапазона. Для его испытания измерены угловые зависимости спектра магнитного резонанса в хорошо изученном антиферромагнетике $MnCO_3$ при температурах 0.5–7.5 K в диапазоне углов $\pm 100^\circ$ от начального положения. Исследован перегрев ячейки и криостата и проведена оценка тепловыделения в процессе работы механизма.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Mohamed Rabie, Sobhy S. Ibrahim, Alaaeldain A. Eltawil, B.M. Sayed, H.H. Hassan. Magnetic levitation as a reliable means to determine the density of small size materials. — 17 p., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

This study explains a magnetic levitation system to measure the material density with high accuracy. The main components of the magnetic levitation system are the paramagnetic solution, the two permanent magnets, and the digital camera. When the sample is submerged in a paramagnetic solution, it can be suspended at an equilibrium position between the two similar magnets with like poles facing each other. A 3D model is explained to facilitate the measuring process. The COMSOL simulation is performed to find suitable distance between the two magnets for measuring the material density up to 1.2 g/cm^3. The magnetic levitation system is examined and verified using standard-density glass beads. Then, various samples (powder or solid) with different densities are tested. According to the obtained results, the magnetic levitation system can be used to measure and determine the material density with the maximum deviation of $\pm$ 0.0003 g/cm^3.