СОДЕРЖАНИЕ

Номер 6, 2022

Современные специализированные интегральные схемы для плоских резистивных счетчиков (*обзор)*

Е. А. Усенко 5

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование коллективных эффектов пучка накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5

В. В. Балакин, Д. Е. Беркаев, Ф. А. Еманов 19

Контроль характеристик нейтронных полей реактора с помощью монокристаллического кремния

В. А. Варлачев, Е. Г. Емец, Ю. Му, Е. А. Бондаренко, В. А. Говорухин 29

Измерение кумулятивного выхода радиоизотопа ^{103}Ru в мишени из $^{100}MoO_3$ по реакции ^{100}Mo(^{4}He, $n + p$)^{103}Ru и техника газотермического извлечения ^{103}Ru из мишени

В. А. Загрядский, Я. М. Кравец, Т. Ю. Маламут, В. И. Новиков, А. А. Смирнов, Т. А. Удалова, В. Н. Унежев 33

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Блок управления оптическими часами на атомах тулия

А. А. Головизин, В. В. Сошенко, Д. О. Трегубов, М. О. Яушев, Е. М. Агапов, Д. А. Мишин, Д. И. Проворченко, Н. Н. Колачевский 38

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Эффект насыщения коэффициента вторичной эмиссии
в умножителях на основе микроканальных пластин

К. С. Ершов, С. А. Кочубей, А. В. Бакланов 46

Компрессия пучка быстрых атомов аргона
для полирования поверхности

А. С. Метель, С. Н. Григорьев, М. А. Волосова,
Ю. А. Мельник, Э. С. Мустафаев 53

Источник радиально сходящихся низкоэнергетических
сильноточных электронных пучков

П. П. Кизириди, Г. Е. Озур 61

Технология производства линзованного оптического волокна
с использованием оптического клея

В. С. Кожевников, Р. С. Пономарев, А. И. Шмырова 68

Узкополосный параметрический генератор света на основе
периодически-поляризованной структуры ниобата лития
с объемной брэгговской решеткой

Н. Ю. Костюкова, Е. Ю. Ерушин,
А. А. Бойко, Д. Б. Колкер 78

Соленоидальная линза для экспериментов
по сверхбыстрой электронной дифракции

Н. В. Шведунов, Д. А. Бобылев,
М. Д. Сиомаш, В. И. Шведунов 87

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Спектрограф для исследования атмосферы Земли

А. В. Панчук, К. Г. Якопов 95

Исследование изменения характеристик солнечных батарей
при воздействии факторов космического пространства

М. П. Калаев, А. В. Родина, А. М. Телегин 99

Портативная установка для детектирования заряженной компоненты космических лучей

М. В. Филиппов, В. С. Махмутов, О. С. Максумов, А. Н. Квашнин, Ю. И. Стожков, С. В. Соков 106

Наблюдения космических аппаратов на радиоинтерферометрическом комплексе “Квазар-КВО”

М. В. Васильев, В. Ф. Зимовский, А. Е. Мельников, И. Ф. Суркис, И. А. Рахимов, В. Г. Олифиров, А. А. Дьяков 111

Измерение окислительных свойств нетермальной аргоновой СВЧ-плазмы с помощью ферросульфатного дозиметра

В. А. Харламов, И. В. Полякова, С. А. Горбатов, И. М. Меджидов, Д. И. Петрухина, Д. В. Басырова, Н. В. Глущенко, И. А. Иванов, В. Н. Тихонов, А. В. Тихонов 125

Поляризационно-модуляционный метод формирования радиолокационного изображения земной поверхности

В. Л. Гулько, А. А. Мещеряков 130

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Автономная система регистрации оптического сигнала в режиме счета фотонов

Н. Г. Зайцев, А. И. Надеев 135

Простая герметичная камера с контролируемой температурой для оптической микроскопии

А. А. Галиуллин, С. Г. Мартанов, М. Л. Скориков, Е. В. Колобкова, М. С. Кузнецова, А. Ю. Кунцевич 137

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ ЖУРНАЛА “ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА” ЗА 2022 ГОД

Алфавитный указатель 140

Предметный указатель 149

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 160

Правила публикации в ПТЭ 165

EDN: HIZPBG
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 5–18

УДК 53.084.6

СОВРЕМЕННЫЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ ПЛОСКИХ РЕЗИСТИВНЫХ СЧЕТЧИКОВ (*обзор)*

© 2022 г. Е. А. Усенко[a,*]

[a] *Институт ядерных исследований РАН*
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

**e-mail: Eugueni.oussenko@cern.ch*

Поступила в редакцию 30.03.2022 г.
После доработки 20.05.2022 г.
Принята к публикации 21.05.2022 г.

Рассмотрены специализированные интегральные схемы усилителей-дискриминаторов DIE8 (ATLAS, CERN), NINO (ALICE, CERN) и PADI (CBM, GSI), разработанных специально для применений с новым типом многоканальных детекторов – плоскими резистивными камерами (RPC – Resistive Plate Chamber). Показаны основные тенденции развития, сформированные в период создания новых больших экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC). Сравниваются основные характеристики интегральных схем, мотивировка постановки задачи на проектирование, проблемы и особенности применения.

DOI: 10.31857/S0032816222050305

ВВЕДЕНИЕ

Построение современных детекторов частиц давно встало на путь использования специализированных интегральных схем (СИМС). Причин тому много – это повышение качества и надежности систем считывания, снижение их стоимости, энергопотребления и габаритов. Со временем приоритеты менялись – от простейших решений в сторону развитой функциональности, например, с возможностью совмещения аналоговых и цифровых частей схем.

Первые СИМС 60-х годов повторяли принципы построения и схемотехнику прототипов электроники считывания, построенной на дискретных элементах, и представляли собой различные типы многоканальных зарядочувствительных [1], трансимпедансных или масштабных усилителей, предназначенных для координатных детекторов. Позже получили развитие СИМС многоканальных усилителей-дискриминаторов [2–4]. Долгое время совмещение аналоговых и цифровых частей электроники было проблемой вследствие помех и шумов, порождаемых при переключении последних. Это, главным образом, относится к схемам ТТЛ-логики. Технология ЭСЛ применялась ограниченно из-за высокого энергопотребления. Со временем развитие схем, выполненных по технологии CMOS (complementary metal-oxide-semiconductor), создало предпосылки для решения этой проблемы.

CMOS-технология за счет резкого снижения энергопотребления единичными элементами схемы привела к существенному прогрессу в построении больших интегральных схем коммерческих применений и, в свою очередь, в технологии создания СИМС для физики частиц. Особенностью работы логического элемента CMOS является весьма незначительное потребление тока в статическом режиме и малые помехи в моменты переключения, что привело со временем к возможности совмещения на одном кристалле CMOS-чипа аналоговых и цифровых частей схем.

Первые CMOS-схемы 60–70-х годов прошлого столетия имели низкое быстродействие, но в соответствии с законом Мура довольно быстро значительно выросли быстродействие и степень интеграции. К 90-м годам прогресс в разработке CMOS-схем привел к появлению быстродействующих коммерческих интегральных схем, после чего последовали многочисленные попытки создания многофункциональных СИМС для физики частиц. Далеко не все из них известны и получили путевку в эксперимент, но опыт их разработки и путь преодоления ошибок дал жизнь тем, что будут описаны ниже.

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ УСИЛИТЕЛЕЙ-ДИСКРИМИНАТОРОВ ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

В современных экспериментах по физике все большую роль играют многоканальные детекторы, предназначенные для точного определения времени пролета частиц. Быстрая времяпролетная электроника считывания, построенная на дискретных компонентах и обладающая полосой частот более 500 МГц, характеризуется высокими мощностью потребления, 1–2 Вт/канал, и стоимостью, 15–25 $/канал.

При создании новых экспериментов на Большом адронном коллайдере с проектируемым числом каналов в десятки и сотни тысяч появилась необходимость в разработке первой специализированной интегральной схемы для времяпролетных камер RPC (Resistive plate chamber).

Началу разработки чипа предшествовали работы по тестированию камер, использующих различные типы считывающей электроники и построенных на дискретных элементах. Успешность разработки нового чипа существенно зависит от качества исследований прототипов в совокупности с изучением свойств камер RPC. Результаты исследований являются основой постановки задачи на проектирование нового чипа. Особенностью макетирования прототипов является вычленение свойств электронного канала считывания из результатов исследований камер для аргументированной постановки задачи на проектирование СИМС.

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННАЯ ИНТЕГРАЛЬНАЯ СХЕМА ДЛЯ КАМЕР RPC ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS

Одной из первых интересных разработок на полевых транзисторах (еще не CMOS) была специализированная интегральная схема на основе технологии GaAs MESFET 0,6 um фирмы Gigabit Logic, специализирующейся на производстве высокоскоростных интегральных схем на основе арсенида галия [2]. Для разработки интегральной схемы использовалось SPICE QEDA моделирование на основе элементов Triquint GaAs FET библиотеки. В качестве базового элемента был выбран DFET полевой транзистор с высокими рабочими характеристиками, который используется в основном для сложных микроволновых приложений в качестве малошумящего усилителя сигнала. На рис. 1 показана упрощенная схема канала регистрации и 8-канальная структура специализирванной интегральной схемы. Работы по созданию чипа начались в начале 90-х годов, когда еще не было прецедентов проектирования быстродействующих чипов по кремниевой CMOS-технологии, и технология на основе арсенида галия преобладала по быстродействию. Чип разрабатывался для применений в камерах RPC мюонного триггера эксперимента ATLAS, зарядовый спектр которых простирается до минимальных значений порога срабатывания, 100–150 мкВ, что потребовало обеспечения высокого коэффициента усиления, 1500, в широкой полосе частот. Технология с GBWP (Gain Band Width Product) ~100 ГГц представлялась для этого идеальной.

8-канальная СИМС разваривалась непосредственно на печатную плату и не имела ни корпуса, ни собственного наименования, но во внутренней документации эксперимента ATLAS упоминалась как DIE8. Чип представляет собой простейший усилитель-дискриминатор (см. рис. 1) с однофазным высокоомным входом (около 2 кОм). Усилитель сигнала с общим коэффициентом усиления 1500 состоит из трех каскадов простейшей схемотехники без цепей стабилизации режимов каскадов усиления, с межкаскадными *RC*-связями, однофазным выходным драйвером в стандарте ECL и установкой общего порога на все каналы. Схемотехника строится на основе типовых решений, характерных для усилителей СВЧ-диапазона фирмы Gigabit Logic. Характеристики чипа DIE8 описаны скудно [2]. Указанное время нарастания обоих фронтов 1.5 нс и полоса частот предусилителя 100 МГц при заявленном коэффициенте усиления 1500 соответствует технологии GBWP ~100 ГГц. Расчетный уровень собственных шумов схемы составил 8000*e*.

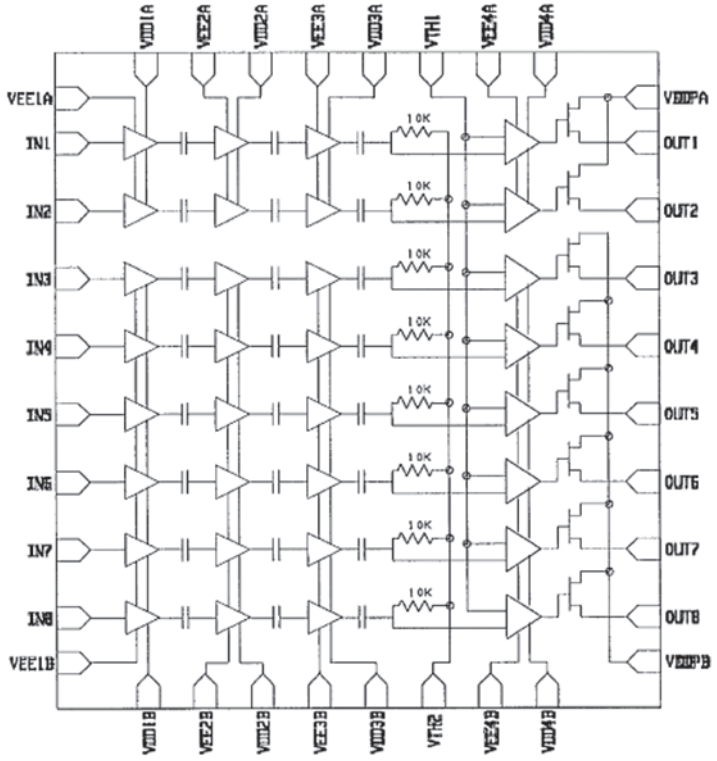
Опыт использования интегральной схемы DIE8 показал несколько просчетов при ее проектировании.

Главная ошибка в постановке задачи по разработке DIE8 состояла в неинвертирующем характере общего усиления, что привело к положительной связи входа и выхода канала и общей неустойчивости многоканальной СИМС.

Еще одной проблемой стал высокоомный входной каскад, не позволивший реализовать минимальную величину порога 100 мкВ, что потребовало введения дополнительного внешнего каскада на биполярном транзисторе для преобразования импеданса стрипа 25 Ом во входное сопротивление чипа 1 кОм.

Выходной каскад DIE8 с однофазным выходом создает значительные помехи при работе с низкими порогами и не предназначен для передачи коротких импульсов. В результате выход каждого канала вынужденно был дополнен внешним дифференциальным драйвером для работы на симметричную линию. Только эти дополнительные каскады позволили обеспечить требуемые параметры считывающей электроники камер RPC мюонного триггера эксперимента ATLAS. При этом требования технического задания не

(а)



(б)

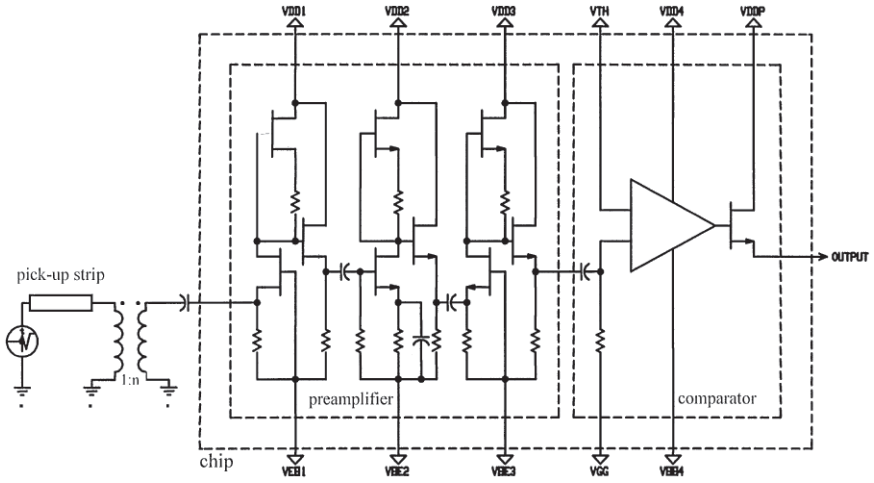


Рис. 1. Структурная схема интегральной схемы DIE8 (**а**) и структурная схема одного канала (**б**).

были удовлетворены: по полосе частот – примерно 70 МГц вместо 100–150 МГц, по величине минимального порога – до 200 мкВ и по энергопотреблению – увеличение с 25 до 95 мВт. Такова оказалась плата за ошибки в постановке задачи для системы считывания с количеством каналов около 360 тысяч.

Сводной таблицы электрических параметров DIE8 не публиковалось, и в тексте публикации нет объяснения, как измерены указанные характеристики [2].

ПЕРВАЯ СИМС ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ – NINO-ЧИП

Первым возможным прототипом нового чипа стал, разумеется, СИМС DIE8. Однако обсуждения результатов его применения привели к необходимости полного пересмотра концепции про-

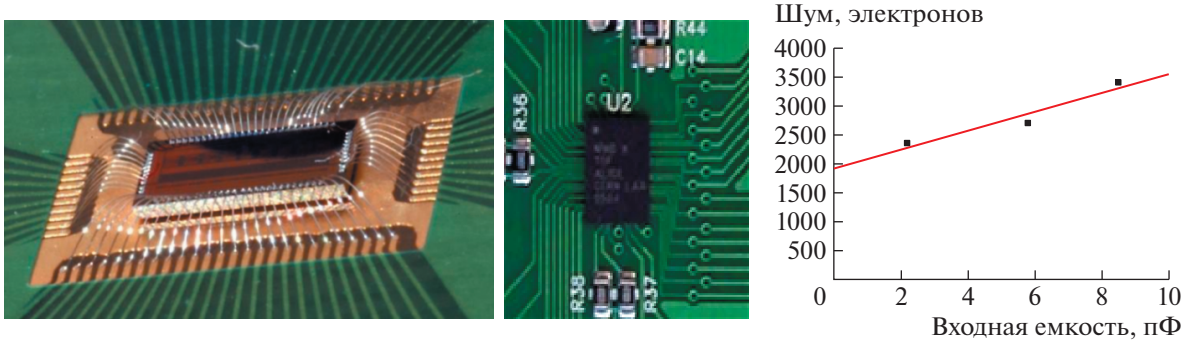


Рис. 2. Слева – NINO-чип, разваренный на печатную плату; в центре – NINO-чип в корпусе TAPP76; справа – зависимость шумового заряда от емкости детектора.

ектирования и отказа от передачи проекта сторонней фирме, специалисты которой не владеют сложной спецификой, сложившейся в экспериментальной физике. Кроме того, опыт создания СИМС показал необходимость итерационного процесса при доведении чипа до требуемых кондиций, что входит в противоречие с договорными отношениями со сторонней организацией. На рис. 2 представлены фотографии NINO СИМС: слева – без корпуса, разваренная на печатную плату, в центре – в корпусе TAPP76.

Разработка специализированного чипа NINO [3] для времяпролетной системы эксперимента ALICE проводилась в соответствии с базовыми параметрами, представленными в табл. 1. В основу разработки интегральной схемы легли результаты исследований нескольких прототипов канала считывания, выполненных в коллаборации ALICE TOF. По результатам исследований были определены три главных приоритета:

– первый – время сбора сигнала меньше 1 нс, что соответствует частотному спектру около 500 МГц;

– второй – уровень эквивалентного шумового заряда меньше 5000 электронов;

– третий – уровень рассеиваемой мощности 30 мВт на канал.

Процессу постановки задачи на проектирование предшествовал расчет параметров принципиальной электрической схемы в системе проектирования CADENCE PSPICE в библиотеке эле-

Таблица 1. Перечень требуемых параметров при проектировании NINO-чипа для системы считывания времяпролетного детектора ALICE TOF

Параметр	Значение	Примечание
Входные параметры:		
емкость детектора, пФ	10	
максимальный сигнал, пКл	1.5	
импеданс линии связи с детектором, Ом	55	
длина линии связи с детектором, Ом	>20	Две линии по 110 Ом в параллель
Требуемые параметры чипа:		
время нарастания фронта, пс	~ 500	1-й приоритет
входное дифференциальное сопротивление, Ом	35–75	
уровень ограничения, пКл	>100	
коэффициент преобразования, мВ/фКл	1000	
эквивалентный шумовой заряд	5000*e*	2-й приоритет
собственный джиттер, пс	<50	Суммарно с камерой
временной сдвиг, пс	<500	
потребляемая мощность на канал, мВт	30	3-й приоритет
порог регистрации, фКл	5–50	Внешнее управление
входное сопротивление, Ом	55	
выходной интерфейс	LVDS	Возможность перенастройки

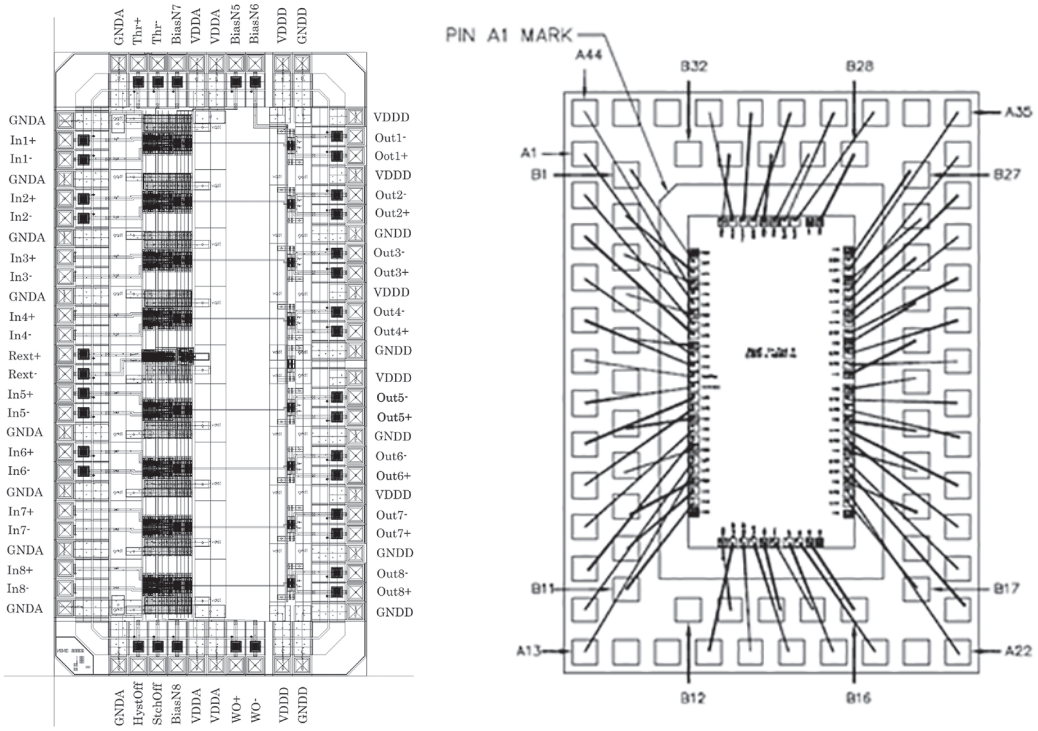


Рис. 3. Вторая окончательная версия 8-канального NINO-чипа: слева – кристалл и наименования выводов; справа – схема разварки выводов NINO-чипа в корпусе TAPP76.

ментов выбранной технологии IBM CMOS 0.25 мкм, представленной производителем. Часто считают этап PSPICE-моделирования следующим за формулированием основных свойств СИМС, но в данном случае расчет предшествовал детальной постановке задачи. На разных этапах ее постановки проводились дополнительные исследования прототипов и соответствующие им расчеты PSPICE-модели для максимальной конкретизации и коррекции исходных требований технического задания. Требование получения минимального временного джиттера проектируемой СИМС определило частотную полосу в 500 МГц и минимальное значение белого шума 5000e [3]. На основе расчета по эмпирической формуле $\sigma_t = (N/A)t_r$ (где N, В – величина белого шума, A, В – амплитуда сигнала, t_r, с – время нарастания сигнала), а также измеренных параметров прототипов: $N/A \sim$ $\sim (1/50-1/100)$ и $t_r = 5 \cdot 10^{-10}$ с – получена оценка временного джиттера $\sigma_t \sim 5-10$ пс при амплитуде сигнала на уровне двойного порога срабатывания.

NINO-чип структурно (рис. 3) представляет собой 8-канальный усилитель-дискриминатор: полностью дифференциальная структура с непосредственными связями между каскадами; трансимпедансными дифференциальными входами с регулировкой входного сопротивления и защитой диодами Шоттки; TOT-функцией преобразования заряда в ширину импульса с регулируемой длительностью; регулируемой величиной гистерезиса пороговой характеристики; со схемой выработки сигнала 8-ИЛИ; выходными каскадами, подстраиваемыми под различные стандарты, например в уровнях LVDS; внешней установкой величины общего порога на 8 каналов.

На рис. 4 показана структурная блок-схема одного канала NINO-чипа.

Структурно NINO-чип состоит из предусилителя, четырехкаскадного дискриминатора, схемы растяжителя импульса, управляемого выходного каскада, схемы стабилизации характеристик, схемы управления гистерезисом и схемы выработки сигнала 8-ИЛИ.

Усиление A по напряжению входного предусилителя составляет ~30 при входном дифференциальном импедансе 55 Ом. Компаратор напряжения реализован в виде усилителя-ограничителя на четырех каскадах с полосой частот примерно 500 МГц и коэффициентом усиления $A \sim 6$ каждый и общим усилением $A \sim 1000$.

Все связи между каскадами реализованы гальваническими соединениями, исключающими возникновение дополнительных шумов и нежелательных переходных процессов за счет реактивного сопротивления переходных конденсаторов. Поэтому в конфигурацию входного каскада (см. рис. 4) включена схема стабилизации рабочих ха-

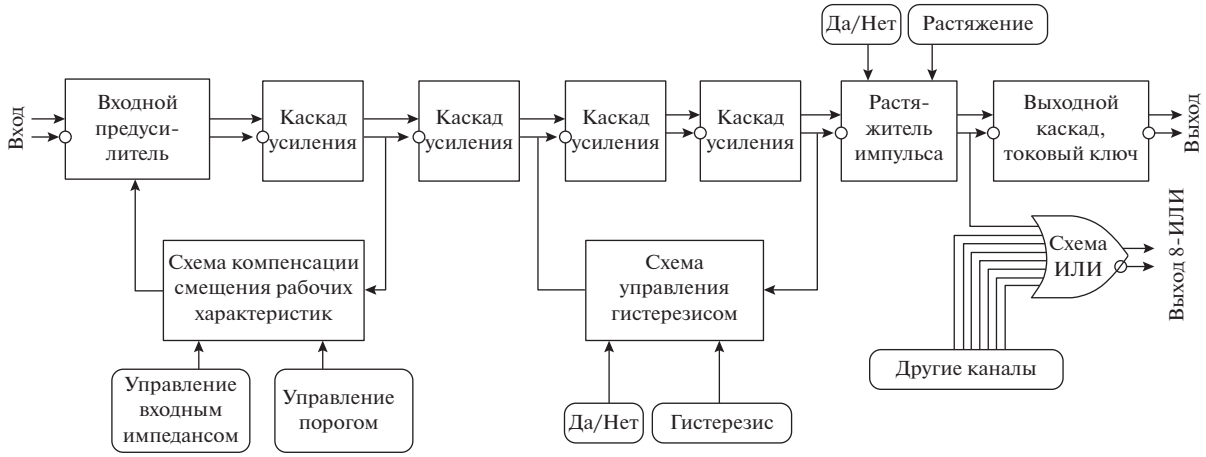


Рис. 4. Структурная блок-схема одного канала NINO-чипа.

рактеристик (CCPX) по постоянному току, позволяющая поддерживать все основные параметры при изменениях порогового напряжения, подстройке входного импеданса схемы, температурном дрейфе и технологическом разбросе при массовом производстве.

Практически минимальная величина ~2 мВ постоянного смещения между дифференциальными входами каждого канала контролировалась на роботизированном стенде как один из основных критериев работоспособности NINO-чипа в процессе разбраковки конечной партии из 30 тыс. штук (240 тыс. контролируемых каналов).

Блок CCPX поддерживает режим работы канала считывания по постоянному току, а также снижает уровень низкочастотных фликкер-шумов $1/F$ [5]. PSPICE-расчет шумов схемы и схемотехнические приемы позволили снизить приведенные ко входу шумы до величины $1900e$ при нулевой входной емкости [3]. Такое решение обеспечило компенсацию низкочастотной компоненты $1/F$ шумов, что положительно сказалось на способности достижения низких порогов, не меняя уровень белого шума, влияющего на величину временного джиттера.

Еще одна новая функция добавлена в структуру NINO-чипа – это управляемый растяжитель длительности выходного импульса. Диапазон длительностей импульсов на выходе NINO-чипа без расширителя составляет 1–6 нс при среднем значении около 3 нс. Импульсы такой длительности трудно передать по скрученной паре проводов, даже на расстояние в несколько метров, кроме того, минимальная ширина импульса ограничена требованиями времяцифрового преобразователя. Например, для чипа HPTDC (High Precision Time To Digital Converter) [6] это значение составляет 6 нс. Практически в эксперименте при реальных длинах соединительных кабелей минимальную величину ширины импульса на входах HPTDC [6] устанавливают равной 10–15 нс. При этом результирующая ширина импульса на выходе NINO-чипа складывается из собственной длительности импульса плюс приложенная к заднему фронту добавочная величина, заданная расширителем. Добавочной длительностью можно управлять при помощи внешнего напряжения в широких пределах, от 1 нс до нескольких миллисекунд, как это показано на рис. 5. Формирование растянутого импульса осуществляется от заднего фронта исходного импульса для сохранения пропорциональности ширины импульса входному заряду, так как в NINO-чипе реализована функция преобразования заряда в длительность импульса по TOT (Time Over Threshold) методу.

Для расширения возможностей применения NINO-чипа в его структуру была введена схема управления величиной гистерезиса пороговой характеристики в диапазоне 0–12% от величины порога. Все электронные усилители-дискриминаторы обязательно обладают хотя бы паразитным значением гистерезиса. Зависимость величины гистерезиса от управляющего напряжения показана на рис. 5. Медленно спадающие задние фронты импульсов могут содержать различные неоднородности, существенно влияющие на качественные характеристики TOT-метода. Это приводит к неоднозначности преобразования заряд–длительность. Данная проблема пороговых схем традиционно решается, в том числе введением гистерезиса.

ПОРОГОВАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И НЕЛИНЕЙНОСТЬ

Пороговая характеристика – это зависимость эффективного порога срабатывания от внешнего управляющего напряжения, устанавливаемого на внешних выводах чипа. Практически пороговая характеристика показывает также линейный диа-

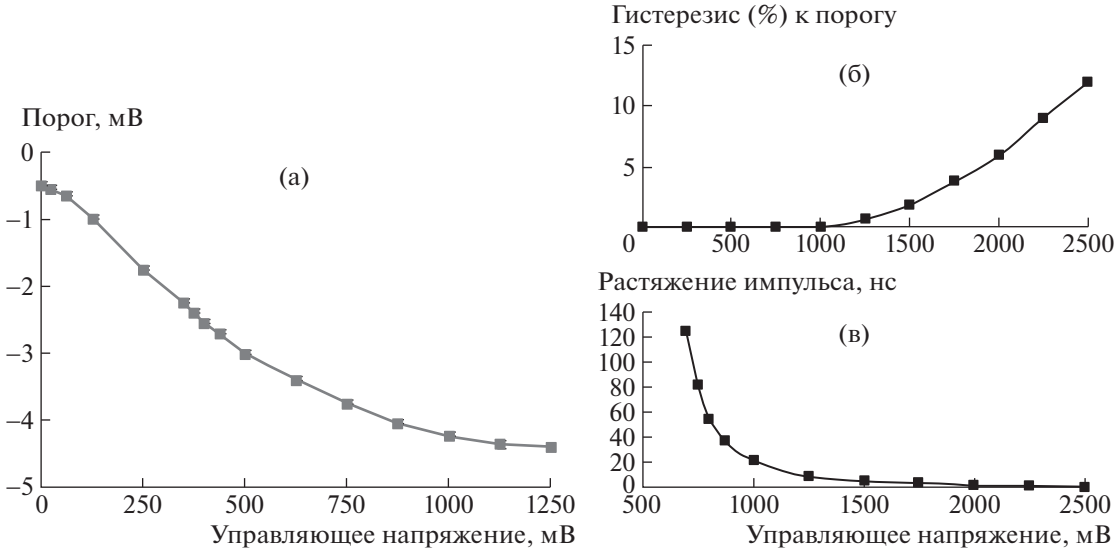


Рис. 5. Графики управления параметрами NINO-чипа: **а** – пороговая характеристика, **б** – гистерезис, **в** – длительность выходного импульса.

пазон передаточного тракта усилителя-дискриминатора, и по ней можно определить общий коэффициент преобразования.

Как видно из рис. 5, пороговая характеристика нелинейная, а линейный участок наблюдается лишь в начале характеристики. На первый взгляд, нелинейность – существенный недостаток, но на практике является преимуществом. Мягкое последовательное ограничение в каскадах усилителя-ограничителя не порождает гармоник высоких порядков и снижает помехи выходного каскада на вход, а также перекрестные межканальные помехи через внутренние цепи NINO-чипа. Это неочевидное положительное качество было изучено на первой экспериментальной версии NINO-чипа, которая содержала выводы схем управления каскадами усиления. Эта возможность была использована также для измерения шумов схемы и определения пределов устойчивости усилительного тракта с общим усилением около 1000 при перераспределении усиления между каскадами в различных пропорциях.

Разработка NINO-чипа началась в 2002 г. и завершилась в 2004 г. Произведено 30000 чипов по технологическому процессу IBM CMOS 0.25 мкм. Был выбран 76-контактный корпус TAPP76 с двухрядным расположением контактов, размер которых составляет 300 × 300 мкм с шагом 500 мкм (рис. 3). Запайка NINO-чипа в корпусе TAPP76 (рис. 2) осуществлялась, как обычного компонента поверхностного монтажа.

Разработка NINO-чипа велась из расчета обеспечения требуемых параметров полосы частот и, соответственно, временного разрешения чипа, основанного на опыте построения и измерениях прототипов, что позволило избежать попыток достичь рекордных значений, но остаться в пределах минимального технологического разброса процесса IBM CMOS 0.25 мкм. Основные характеристики NINO-чипа представлены в табл. 2.

Контроль параметров NINO-чипов из массовой партии в 30 тыс. штук проводился на десяти случайно выбранных экземплярах. Измерялась минимальная величина заряда при фиксированном пороге. Измерение осуществлялось при следующих условиях: управляющее напряжение порогом 120 мВ (соответствует 10 фКл), величина гистерезиса 0%, управляющее напряжение растяжителем +1.2 В (соответствует длительности около 12 нс), значение входного импеданса 25 Ом. Результаты исследований показаны на рис. 6, где изображены две гистограммы основного параметра – зависимости эффективности срабатывания при минимальном заряде на входе от номера чипа и канала внутри. Согласно гистограммам, средний разброс минимального значения порога по 80-ти каналам составил 6.2%, средний разброс по чипам – 6.8%, разброс 8-ми каналов внутри чипа – 5.7%.

ТОПОЛОГИЯ КРИСТАЛЛА NINO-ЧИПА

На основе статистических данных измерений пороговых характеристик NINO-чипа можно сделать вывод, что разброс основных свойств NINO-чипов не оказывает существенного влияния на параметры проектируемой системы считывания.

8-канальный усилитель-дискриминатор NINO состоит из покаскадно независимых по цепям пи-

Таблица 2. Результаты измерений основных параметров NINO-чипа

Параметр	Условия	Мини-мальный	Типовой	Макси-мальный
Входные параметры				
Входное напряжение смещения, В	R_y = 20, 25, 37 Ом	0.4	0.85	1.2
Дифференциальное напряжение смещения, мВ			<2	
Диапазон порогов, фКл			10–500	
Входная емкость, пФ			~1	
Входное дифференциальное сопротивление, Ом	R_y = 20, 25, 37 Ом	35	50	74
Уровень ограничения, фКл			>200	
Усилительные параметры				
Коэффициент преобразования заряд в напряжение, мВ/фКл	$C_{дет}$ = 0 пФ		1080	
Преобразование заряд к порогу, мВ/фКл	$C_{дет}$ = 0 пФ		4	
Эквивалентный шумовой заряд, *e*/фКл	$U_{раст}$ = 1.3 В		1900/0.25	
Коэффициент преобразования, разброс, %	U_{hyst} = 0 В		<10	
Выходные параметры				
Диапазон выходных токов, мА			1–6	
Диапазон растяжения импульса, нс	$U_{раст}$ = 2.5–0.7 В		0–100	
Типовая длительность импульса, нс	$U_{раст}$ = 1.3 В		15	
Разброс длительности импульса, %	$U_{раст}$ = 1.3 В		10	
Тип выхода	Токовый ключ		LVDS	
Тип выхода ИЛИ	Токовый ключ		LVDS	
Динамические свойства				
Малосигнальный спектр, МГц	−3 дБ		~500	
Время нарастания переходной характеристики, пс	10–90%		600	
Минимальная длительность входного импульса, нс	$U_{раст}$ = 2.5 В		~0.6	
Диапазон длительности выходного импульса, нс	$U_{раст}$ = 2.5 В		1–6	
Собственный временной джиттер, пс	$Q_{вх}$ > 200 фКл		6	
Гистерезис, диапазон, %			0–12	
Питание				
Диапазон напряжения питания, В		2.2	2.5	5.5
Ток потребления на один канал, мА		11.9	14.4	38.1
Ток потребления на чип, мА		95	115	305
Потребление на чип, мВт			288	
Потребление на один канал, мВт			36	
Взаимовлияние каналов, дБ			–50	

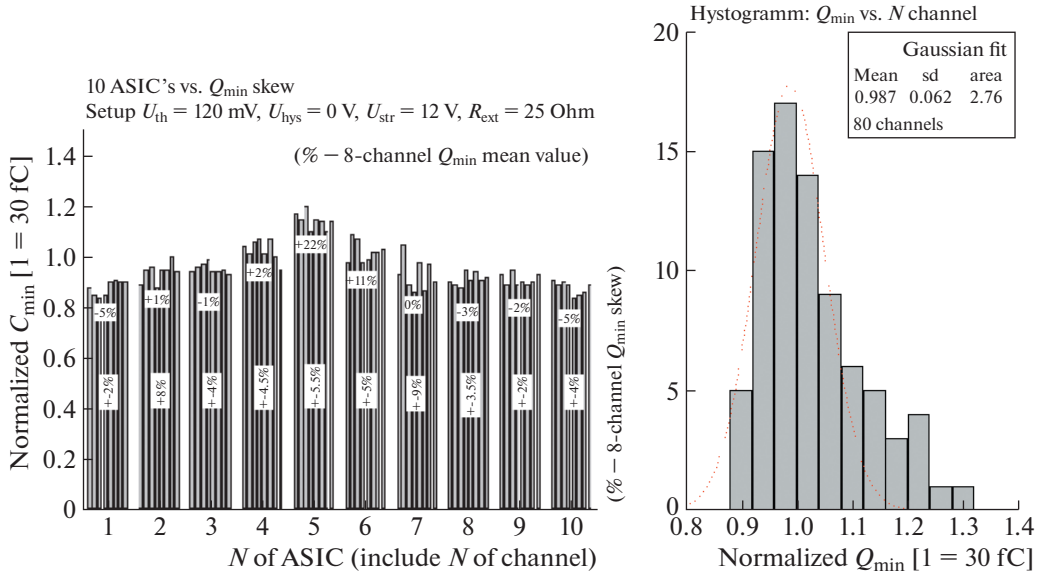


Рис. 6. Результаты исследований минимального регистрируемого заряда для десяти экземпляров NINO-чипа: слева – группы из десяти чипов по 8 каналов, справа – сквозная гистограмма для 80-ти каналов.

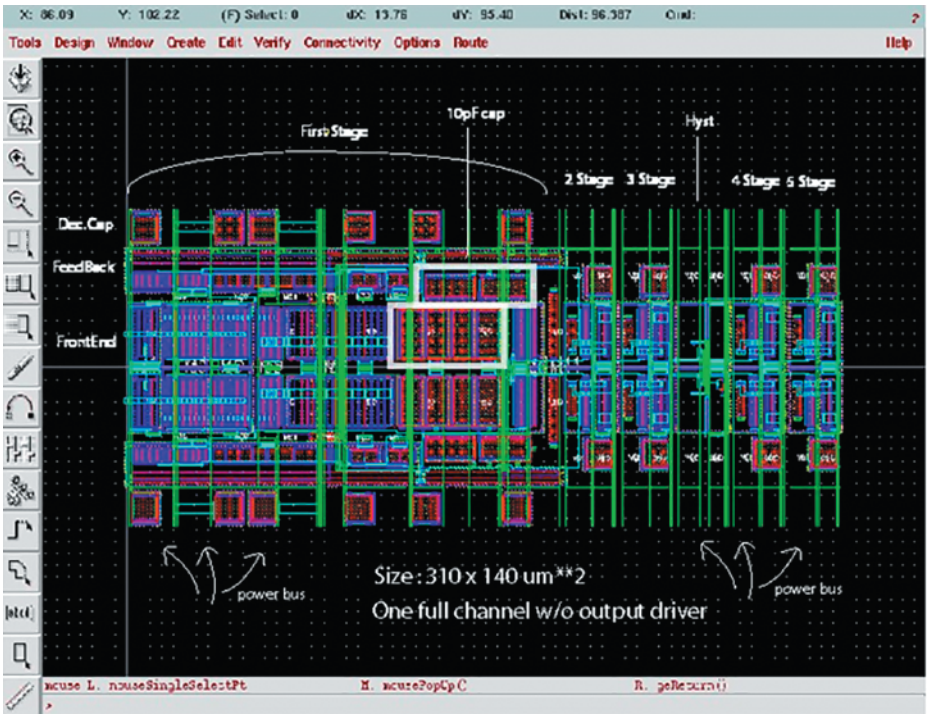


Рис. 7. Топология одного канала NINO-чипа без выходного драйвера.

тания и общего провода ("земля") частей. По горизонтали чип (рис. 7) разделен на аналоговую и цифровую части с раздельными выводами аналоговой "земли" и питания и цифровой "земли" и питания. Это необходимо для обеспечения устойчивости и минимального взаимовлияния каналов, так как общий коэффициент усиления около 1000 создает условия для паразитной связи с выхода на вход по внутренним цепям схемы. По вертикали 8 каналов чипа сгруппированы по два для подключения к внешним цепям "земли" и питания. Цепи общего провода ("земли") каждого из

восьми каналов имеют индивидуальный вывод для их объединения снаружи корпуса. Всего NINO-чип содержит 4 вывода аналогового питания VDD_A, 10 выводов цифрового питания VDD_D, 10 аналоговых выводов “земли” GND_A и 7 выводов цифровой “земли” GND_D. Меры по снижению взаимовлияния каналов внутри чипа и разделение выводов корпуса обеспечили изоляцию каналов величиной 1/170.

PADI-ЧИП ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ КАМЕР RPC – БЛИЗКИЙ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ АНАЛОГ NINO-чипа

Обычно специализированные чипы не имеют близких аналогов и сравнивать их не с чем. Но недавно закончилась разработка очередной версии PADI СИМС [7, 8], выполненной по CMOS-технологии 0.13 мкм. PADI – близкий аналог NINO-чипа, который также разрабатывался для времяпролетных камер RPC в эксперименте CBM (GSI, Darmstadt). Интересно провести сравнение этих чипов.

Разработка PADI ведется с 2005 г. по настоящее время и, естественно, основана на опыте работ по NINO-чипу, однако использована более поздняя CMOS-технология 0.13 мкм, сулившая определенные преимущества.

В качестве одного из прототипов при разработке PADI служила накамерная электроника камер RPC [4] эксперимента FOPI (GSI, Darmstadt), которая была реализована на усилителе с полосой 1.5 ГГц и использовала традиционный принцип измерения амплитуды в АЦП и специальный аналоговый выход. Вторым прототипом являлся NINO-чип, разработка которого была завершена в ЦЕРН к 2005 г.

Очень важно понять мотивацию разработчиков PADI – вот что они пишут: “Мы протестировали NINO и наш дискретный прототип [4] и обнаружили сопоставимые результаты. Также стало очевидно, что СИМС позволяет достичь снижения потребляемой мощности, но меньшей пропускной способности, чем дискретные классические схемы, для которых могут быть выбраны наилучшие доступные дискретные интегральные схемы”. Таким образом, несмотря на результаты сравнения, выводы были сделаны достаточно парадоксальные. В результате постановка задачи на проектирование PADI приобрела определенную тенденциозность в желании превысить параметры NINO-чипа:

– уменьшить временной джиттер,

– снизить минимальный порог срабатывания,

– ввести поканальную регулировку порогов,

– расширить диапазон подстройки входного импеданса,

– ввести дополнительный аналоговый выход.

К сожалению, неоправданность установок, отсутствие расчетов PSPICE-моделей перед постановкой задач и тенденциозность поставленных задач привели к грубым ошибкам и, в свою очередь, в целом к неверной постановке задачи на проектирование PADI.

Формально и структурно при этом PADI и NINO-чипы достаточно близки. PADI представляет собой 8-канальный усилитель-дискриминатор с:

– трансимпедансными дифференциальными входами,

– регулируемой величиной входного сопротивления,

– дополнительными аналоговыми выходами для соединения с АЦП,

– опционно с наличием TOT-функции и ограниченным функционалом,

– схемой выработки сигнала 8-ИЛИ, выходными каскадами в стандарте LVDS,

– установкой порога только через цифровой протокол SPI.

Структурная схема PADI, показанная на рис. 8, содержит те же элементы, что и NINO-чип, с отличием в частностях, которые будут описаны ниже, но главное отличие – аналоговый выход каждого канала для передачи сигнала в АЦП. Это основная функциональная особенность PADI, что требует наличия АЦП. Отсутствие растяжителя длительности импульса ограничивает выбор типа ВЦП и в целом создает дополнительные проблемы реализации TOT-функции. В паре с PADI предполагается использовать специально разработанный для него ВЦП GET4 [9] (GSI, Darmstadt), представляющий собой 4-канальный чип ВЦП, разработанный в Германии и имеющий 25 пс на отсчет. По многим причинам, основные из которых – высокая склонность к самовозбуждению и неуниверсальность, PADI имеет ограниченное применение.

Более детальное сравнение основных параметров NINO- и PADI-СИМС дает табл. 3.

В целом чипы имеют одно предназначение и в этом смысле похожи и близки по параметрам. Отличие в функциональности имеет значение для реализации конкретных систем считывания на основе того или иного чипа и может быть серьезно ограничено для PADI.

Собственный джиттер обоих чипов пренебрежимо мал (~6 пс), что подтверждается близкими значениями полосы частот и уровня собственных шумов. Величина джиттера имеет первостепенное значение при оценке качества времяпролетного чипа, а прецизионные временные измере-

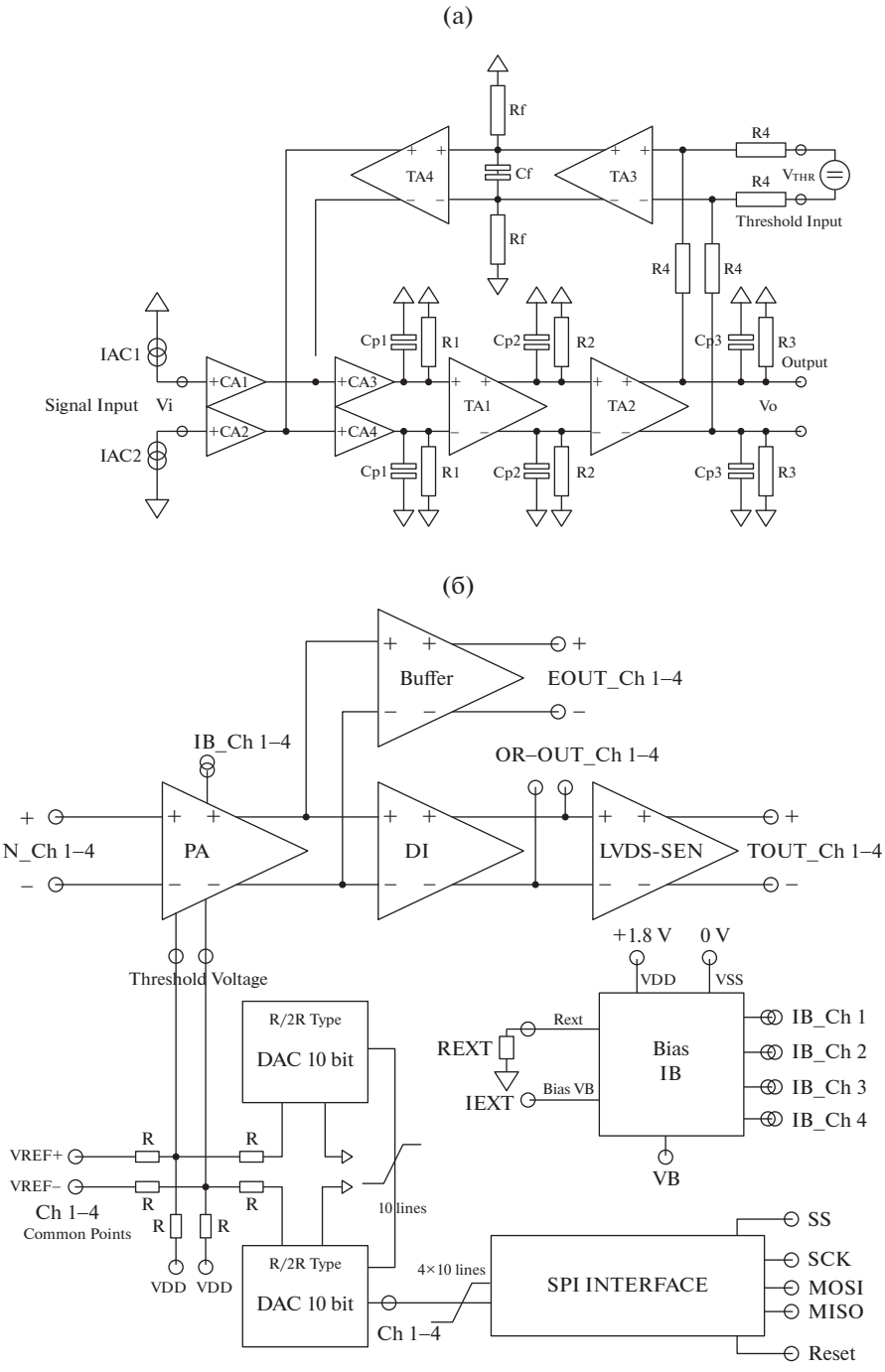


Рис. 8. Структурное построение PADI: **а** – структурная схема предусилителя, **б** – структурная схема дискриминатора.

ния при помощи генератора импульсов с фронтами 250 пс и цифрового осциллографа с 40–80 ГФл представляет немалые сложности. На рис. 6 величина джиттера ~6 пс измерена с использованием осциллографа LeCroy (40 ГФл, 2 ГГц аналогового тракта) с собственным джиттером менее 5 пс и генератора с длительностью фронта 250 пс при величине входного заряда $Q_{вх}$ = 100 фКл и использовании дифференциального адаптера (рис. 9), специально предназначенного для точных временных измерений. Для считывания парафазного выхода в осциллографе использовался активный дифференциальный щуп LeCroy с полосой частот 1 ГГц.

Важным качеством аналогового чипа является его устойчивость, особенно в составе многоканальной системы. Для PADI это известная про-

Таблица 3. Сравнительные характеристики основных параметров NINO- и PADI-СИМС

Основные параметры	NINO-СИМС (ALICE)	PADI-СИМС (GSI)
Число каналов в чипе	8	8
Технологический процесс	CMOS 0.25 мкм	CMOS 0.13 мкм
Коэффициент преобразования, мВ/фКл	1080	1900
Полоса частот предусилителя, МГц	500	410
Усиление предусилителя, В/В	30	250
TOT-функция	Да	Ограничено
Растяжитель длительности	Да	нет
Входное напряжение смещения, мВ	2	1
Эквивалентный шумовой заряд (*e* RMS)	1750	1150
Входной импеданс, Ом	35–75	30–160
Потребляемая мощность, мВт/канал	27	17
Перекрестные помехи	1/200	Нет данных
Установка порога	Аналоговая внешняя, общая	Встроенный ЦАП, поканальная
Собственный временной джиттер, пс	~6	~6
Напряжение питания, В	2.5	1.5
Выходные уровни	Настраиваемые, в том числе LVDS	LVDS

блема, которая обусловлена, вероятно, неоправданно большим значением коэффициента преобразования (250) в широкой полосе частот 410 МГц, а также наличием дополнительного широкополосного аналогового выхода, который полезен только для полноспектрального анализа сигнала с камеры. Его использование в многоканальном чипе оказалось неоправданным.

Длительный период времени разработки PADI (2005–2018 гг.) обусловлен трудностями в преодолении проблем, заложенных в постановке задачи и связанных с устойчивостью тракта, переходными помехами, внутренней структурой чипа.

Нет данных о величине перекрестной помехи PADI, которая также зависит от коэффициента усиления предусилителя 250 и оценочно должна быть в разы больше, чем ~1/200 у NINO-чипа, коэффициент усиления предусилителя которого равен 30.

Все вышеперечисленные особенности PADI определяют его ограниченное применение по сравнению с функционально более развитым NINO-чипом.

ВЫВОДЫ

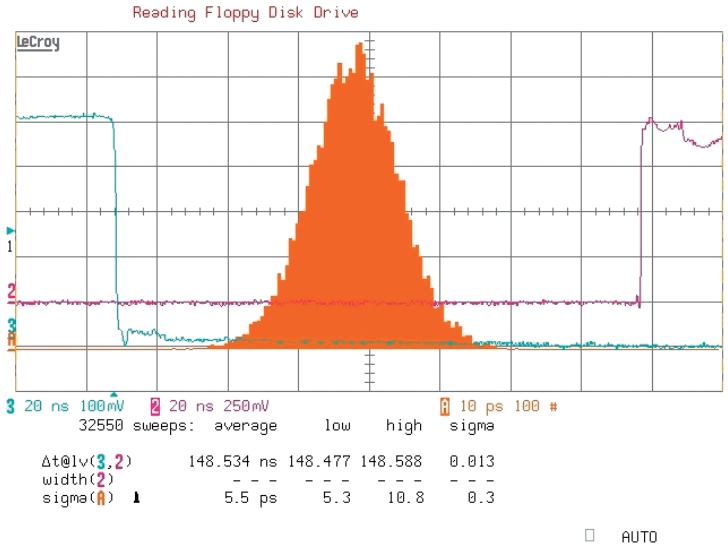
При проектировании нового чипа принципиальное значение имеет правильная расстановка приоритетов, чтобы достижение одних параметров не противоречило другим. На практике часть требований к постановке задачи на проектирование PADI оказалась вовсе нереализуема.

Так, снижение джиттера возможно было при уменьшении времени нарастания сигнала и величины белого шума, однако одновременное увеличение коэффициента усиления в предусилителе сделало это невозможным. Даже переход к более совершенной CMOS-технологии 0.13 мкм против 0.25 мкм, хотя и обеспечил рост полосы частот единичного усиления примерно в 2 раза, но соотношение усилений 250/30 ~ 7 перекрыло прирост. Более точные измерения временного джиттера (см. рис. 9) обоих чипов показали необоснованность этой задачи.

Снижение минимального порога по сравнению с NINO-чипом также оказалось недостижимым по причине неустойчивости канала. При этом, хотя шумовые свойства чипов близки с точностью до методики измерения, но в 7 раз больший коэффициент преобразования создал для PADI проблемы и с минимально достижимым порогом считывания, и с устойчивостью в целом.

Регулировка порогов для каждого канала не обоснована, так как при 100%-ной эффективности регистрации их поканальная подстройка не требуется.

(а)



(б)

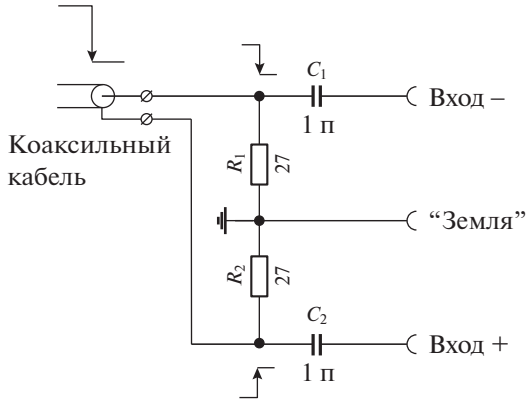


Рис. 9. Гистограмма измерения джиттера NINO-чипа (**а**) и схема дифференциального адаптера для точных временных измерений (**б**).

Введенный в состав PADI аналоговый выход создал основные проблемы с устойчивостью, и в последней шестой версии PADI-8 от него отказались, сохранив лишь в одном из восьми каналов в качестве рудимента.

При этом были отвергнуты те свойства NINO-чипа как прототипа, которые обеспечивали его многофункциональность: расширитель выходного импульса TOT-функции, универсальный выходной каскад и гистерезис пороговой характеристики.

В 2021 г. появилась публикация [10] о новой версии PSPICE-модели PADI. В ней нет ничего принципиально нового. В целом начиная с 2005 г. идеология PADI не менялась, продолжались попытки преодолеть ошибки в постановке задачи, не меняя саму постановку задачи.

Справедливо будет указать незавершенность разработки NINO-чипа. В планах его следующей итерации было введение, наряду с основным временным каналом, отдельного амплитудного канала с интегрированием входного сигнала для расширения функциональности TOT-метода и объединение временного и амплитудного каналов в один результирующий импульс. В данном случае создание NINO обогнало развитие TOT-методики.

При этом создатели PADI не имели опыта работы с TOT-методом, и не ставили себе задачу внедрения последних достижений в реализацию TOT-метода, а лишь рассматривали его как дополнительную опцию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Toker O., Masciocchi S., Nygard E., Rudge A., Weilhammer P.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 1994. V. 340.

P. 572.
https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90140-6

2. *Giannini F., Limiti E., Orengo G., Cardarelly R.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 1999. V. 432. P. 440. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00376-9
3. *Anghinolfi F., Jarron P., Martemyanov A.N., Usenko E., Wenninger H., Williams M.C.S., Zichichi A.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2004. V. 533. P. 183. https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.024
4. *Ciobanu M., Herrmann N., Hildenbrand K.D., Kiš M., Schüttauf A., Flemming H., Deppe H., Löchner S., Frühauf J., Deppner I., Loizeau P-A., Träger M.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2007. V. 54. Issue 4. P. 1201. https://doi.org/10.1109/TNS.2007.903186
5. *Art Kay*. Operational Amplifier Noise: Techniques and Tips for Analyzing and Reducing Noise. 1st Edition. Newnes: January 27, 2012.
6. *Christiansen J.* HPTDC High Performance Time to Digital Converter for HPTDC version 1.3. Version 2.2. CERN/EP – MIC, March 2004.
7. *Ciobanu M., Herrmann N., Hildenbrand K.D., Kiš M., Schüttauf A.* // 2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC). 2009. P. 401. https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2008.4774801
8. *Ciobanu M., Herrmann N., Hildenbrand K.D., Kiš M., Schüttauf A., Flemming H., Deppe H., Löchner S., Frühauf J., Deppner I., Loizeau P.A., Träger M.* // IEEE Trans. Nucl. Scie. 2014. V. 61. Issue 2. P. 1015. https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2305999
9. *Deppe H., Flemming H.* // 2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC). P. 295. https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2009.5401741
10. *Ciobanu M., Marghitu O., Constantinescu V., Herrmann N., Andersson H., Wieser M., Flemming H., Deppe H., Löchner S., Frühauf J., Deppner I., Loizeau P.A.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2021. V. 68. Issue 6. P. 1325. https://doi.org/10.1109/TNS.2021.3073487

EDN: GSTJVK
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 19–28

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 621.384.6.01 + 621.384.63

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ ПУЧКА НАКОПИТЕЛЯ-ОХЛАДИТЕЛЯ ИНЖЕКЦИОННОГО КОМПЛЕКСА ВЭПП-5

© 2022 г. В. В. Балакин[a,b,*], Д. Е. Беркаев[a], Ф. А. Еманов[a,c]

[a] *Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН*
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

[b] *Новосибирский государственный технический университет*
Россия, 630073, Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

[c] *Новосибирский государственный университет*
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

*****e-mail: balakinvitalyv@gmail.com, vit.v.balakin@inp.nsk.su*

Поступила в редакцию 11.03.2022 г.
После доработки 10.06.2022 г.
Принята к публикации 17.06.2022 г.

Представлены результаты исследования коллективных эффектов пучка накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5. Созданные пучком заряженных частиц *wake*-поля искажают потенциальную яму ускоряющей высокочастотной системы, что приводит к удлинению пучка и искажению формы его продольного распределения. Приведены результаты измерений продольного профиля пучка диссектором и стрик-камерой и теоретически обоснован процесс искажения потенциальной ямы высокочастотной системы. Построена модель импеданса связи в виде эквивалентной *RLC*-цепи и оценены ее параметры путем сравнения данных моделирования с экспериментальными. Полученная модель импеданса связи была использована для прогнозирования поведения пучка накопителя-охладителя при модификации вакуумной системы ускорителя.

DOI: 10.31857/S0032816222060015

ВВЕДЕНИЕ

Инжекционный комплекс ВЭПП-5 [1, 2] с 2015 года является источником высокоэнергетических электронов и позитронов при проведении фундаментальных экспериментов по физике высоких энергий двумя коллайдерами Института ядерной физики (ИЯФ СО РАН): ВЭПП-2000 [3] и ВЭПП-4М [4]. На данный момент инжекционный комплекс полностью покрывает потребности коллайдеров в пучках электронов и позитронов, однако в дальнейшем планируется его использовать как источник для еще одного, третьего коллайдера, проект которого сейчас разрабатывается в ИЯФ – $\mu^+\mu^-$-трон (Мюмютрон) [5]. Этот комплекс предназначен для исследования димюония – связанного состояния $\mu^+\mu^-$ и потребует $0.5{-}1 \cdot 10^{10}$ позитронов в секунду. От производительности и стабильности работы инжекционного комплекса напрямую зависит эффективность работы коллайдеров, потому разработки, направленные на повышение этих характеристик, являются приоритетными.

ИСКАЖЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ ВЧ-СИСТЕМЫ

В циклических ускорителях пучок большой интенсивности, взаимодействуя с окружением электромагнитно, создает новые электромагнитные поля, известные как *wake*-поля. Они действуют на сам пучок, приводя при неблагоприятных обстоятельствах к увеличению амплитуды *wake*-полей и возникновению коллективных неустойчивостей с последующей потерей частиц.

Wake-поле $W(s)$ определяется как нормированный интеграл силы Лоренца, действующей на пробный заряд, находящийся на расстоянии s за источником этого поля (точечным зарядом q):

$$W(s) = -\frac{1}{q}\int_{-\infty}^{\infty}(\mathbf{E} + \mathbf{v}\times\mathbf{B})ds. \quad (1)$$

Его фурье-образ называется импедансом вакуумной камеры:

$$Z(\omega) = \frac{1}{c}\int_{-\infty}^{\infty}W(s)e^{i\omega s/c}ds \quad (2)$$

и является характеристикой только элементов, из которой состоит вакуумная система ускорителя.

Для большинства элементов вакуумной камеры, вносящих вклад в импеданс, таких как пикапы, фланцы, элементы, согласующие вакуумные камеры различного поперечного профиля, сильфоны и т.д., продольный импеданс на низких частотах можно приближенно полагать индуктивным, потому удобнее использовать нормализованный продольный импеданс $Z_\parallel/n$, где n – номер гармоники частоты обращения.

Также импеданс можно рассматривать в виде эквивалента *RLC*-цепи [6]:

$$Z(\omega) = \frac{R_s}{1 + iQ\left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega}\right)}, \quad (3)$$

где R_s – шунтовое сопротивление, Q – добротность, ω_r – резонансная частота.

Такому представлению импеданса соответствует следующая *wake*-функция:

$$W(s) = \begin{cases} 2\alpha R_s e^{\alpha s/c}\left(\cos\frac{\omega_p s}{c} + \frac{\alpha}{\omega_p}\sin\frac{\omega_p s}{c}\right), & s < 0; \\ \alpha R_s, & s = 0; \\ 0, & s > 0, \end{cases} \quad (4)$$

где $\alpha = \frac{\omega_r}{2Q}$; $\omega_p = \sqrt{\omega_r^2 - \alpha^2}$; $s = z - ct$.

Электрическое поле, возбуждаемое пучком, с характерным распределением индуктивности $L(s)$ вакуумной камеры вдоль кольца будет иметь вид (c – скорость света) [7]:

$$E(s) = \frac{dL}{ds}c\frac{dI}{ds} \approx \frac{dL}{ds}c\frac{I_p}{\sigma_z^2}s. \quad (5)$$

Интегрируя $E(s)$ по всей длине кольца, можно получить выражение, соответствующее добавочному напряжению V_{in} к ускоряющей высокочастотной (ВЧ) системе:

$$V_{in} = -LI_p c\frac{s}{\sigma_z^2} = -\frac{I_p R\omega_0 L s}{\sigma_z^2} = -\frac{\sqrt{2\pi}R^2}{\sigma_z^3}I_b\mathrm{Im}\left(\frac{Z_\parallel}{n}\right)s, \quad (6)$$

где $\frac{Z_\parallel}{n} = \omega_0 L$ – нормализованный продольный импеданс вакуумной камеры.

Раскладывая до первого порядка малости выражение для напряжения ВЧ-системы, получим $V(\varphi) = V_0(\sin(\varphi_s) + \cos(\varphi_s)\varphi)$, где φ_s – равновесная синхротронная фаза. Учитывая связь продольной координаты s и фазы φ ВЧ-колебаний $\left(s = -\frac{R}{h}\varphi\right)$, получаем полное значение напряжения, действующего на пучок:

$$V(\varphi) = V_0\sin\varphi_s + V_0\cos\varphi_s \times \left[1 + \frac{\sqrt{2\pi}I_b}{hV_0\cos\varphi_s}\mathrm{Im}\left(\frac{Z_\parallel}{n}\right)\left(\frac{R}{\sigma_z}\right)^3\right]\varphi. \quad (7)$$

Вышеописанный эффект ведет к уменьшению глубины ВЧ-ямы, в которой находится пучок, что впоследствии приводит также к *некогерентному* сдвигу синхротронной частоты и росту продольного размера пучка. Учитывая тот факт, что синхротронная частота $\omega_s^2 \propto \left|\frac{dV}{d\varphi}\right|$, получаем:

$$\left(\frac{\omega_s}{\omega_{s0}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{z0}}{\sigma_z}\right)^2 = 1 + \frac{\sqrt{2\pi}I_b}{hV_0\cos\varphi_s}\mathrm{Im}\left(\frac{Z_\parallel}{n}\right)\left(\frac{R}{\sigma_z}\right)^3 = 1 - \frac{e}{\sqrt{2\pi}}\frac{\eta I_b}{EQ_{s0}^2}\mathrm{Im}\left(\frac{Z_\parallel}{n}\right)\left(\frac{R}{\sigma_z}\right)^3. \quad (8)$$

Отсюда получаем кубическое уравнение, описывающее удлинение пучка:

$$\left(\frac{\sigma_z}{\sigma_{z0}}\right)^3 - \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_{z0}}\right) - \frac{e}{\sqrt{2\pi}}\frac{\eta I_b}{EQ_{s0}^2}\mathrm{Im}\left(\frac{Z_\parallel}{n}\right)\left(\frac{R}{\sigma_{z0}}\right)^3 = 0. \quad (9)$$

При этом происходит также смещение синхронной фазы пучка на величину [8]

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi I_b}{V_0\cos(\varphi_s)}\frac{\sqrt{2\pi}}{\omega_0\sigma}\mathrm{Re}\left(\frac{Z_\parallel}{n}\right). \quad (10)$$

Следует отметить, что данное рассмотрение эффекта искажения потенциальной ямы неприменимо в случае очень коротких сгустков ($\sigma_z \ll b$, где b – поперечный размер вакуумной камеры), когда вклад высокочастотных резонансных составляющих импеданса становится преобладающим.

Уравнение Власова описывает коллективное поведение системы, состоящей из множества заряженных частиц, под действием электромагнитных полей. Пусть уравнение движения частицы задается обобщенными координатой q и импульсом p:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{dq}{dt}\frac{\partial\psi}{\partial q} + \frac{dp}{dt}\frac{\partial\psi}{\partial p} = 0. \quad (11)$$

Стационарное решение задается выражением $\psi = F(H(q,p,t))$. Здесь H – гамильтониан системы:

$$H = \frac{\eta^2 c^2\delta^2}{2\omega_s} + \frac{\omega_s z^2}{2} - \frac{\eta c^2 r_0}{\omega_s\gamma C}\int_0^z dz''\int_{z''}^{\infty}dz'\rho(z')W'(z''-z'), \quad (12)$$

где δ – отклонение энергии частицы от равновесной; $\eta = \alpha_p - 1/\gamma^2$, α_p – так называемый коэффициент пространственного уплотнения орбит; z – продольная координата частицы; C – периметр синхротрона; γ – гамма-фактор; r_0 – классический радиус электрона; $\rho(z)$ – продольное распределение частиц пучка; W' – продольная *wake*-функция.

В случае резистивного импеданса (который определяется в основном ВЧ-резонатором и другими большими полостями) $W'(z) = S\delta(z)$, и тогда решение уравнение Власова дает следующее выражение для продольного распределения частиц пучка:

$$\rho(z) = \frac{\sqrt{2/\pi}e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}}}{\theta\sigma_z\left[\coth\left(\frac{\theta N}{2}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{2}\sigma_z}\right)\right]}, \qquad (13)$$

где $\theta = r_0 S/(\eta\sigma_\delta^2\gamma C)$; $\sigma_z = \frac{\eta c\sigma_\delta}{\omega_s}$; σ_δ – среднеквадратичное отклонение разброса энергии; $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-t^2}dt$.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА НАКОПИТЕЛЯ-ОХЛАДИТЕЛЯ

С использованием установленного на накопителе-охладителе диссектора (рис. 1) был проведен ряд измерений длины пучка в зависимости от его тока и напряжения ВЧ-резонатора. Для выявления мнимой части импеданса была проанализирована зависимость длины пучка от его тока (рис. 2). Параметры диссектора приведены ниже:

– Напряжение фотокатода, кВ	12
– Напряжение сетки, кВ	10
– Напряжение фокусирующего электрода, кВ	9
– Напряжение вторичного электронного умножителя, кВ	2
– Частота ВЧ-развертки, МГц	78.6
– Разрешение диссектора, пс	~20

Используя измеренные данные и проведя их аппроксимацию выражением (9), можно получить значение мнимой части импеданса связи накопителя, равное $\operatorname{Im}\left(\frac{Z_\parallel}{n}\right) = 5.71 \pm 0.5$ Ом.

По проекту накопителя-охладителя начальная оценка этого импеданса должна была составлять не более 1 Ом [9]. Однако этот расчет был проведен со старым медным резонатором 64-й гармоники. В новых же реалиях комплекс работает с ферритовым резонатором 1-й гармоники (с физическими габаритами, сопоставимыми со старым резонатором) [2], что, по-видимому, и дает значительно большую величину импеданса.

Была также измерена зависимость сдвига синхронной фазы пучка от его тока (рис. 3), из которой, исходя из формулы (10), было получено значение действительной части импеданса связи $\operatorname{Re}\left(\frac{Z_\parallel}{n}\right) = 15.68 \pm 0.47$ Ом.

При относительно низких токах продольное распределение частиц хорошо описывается нормальным распределением (рис. 4а), среднеквадратичное отклонение которого задает характерный размер сгустка. При токе порядка 50 мА начинает происходить искажение формы пучка, и его аппроксимация функцией Гаусса становится некорректной (рис. 4б, 4в). Для аппроксимации данных при искажении профиля пучка необходимо использовать выражение (13). Программное обеспечение диссектора позволяет это реализовать (рис. 4г).

Аналогичные измерения были проведены стрик-камерой PS-1/S1, ее параметры приведены ниже:

– Ширина аппаратной функции стрик-камеры, пс	10
– Спектральный диапазон фотокатода, нм	350–1300
– Диапазоны длительности развертки (на экран 25 мм), нс	0.25, 1, 5, 20, 100, 200
– Динамическое пространственное разрешение (вдоль щели), пар линий/мм	10
– Временное разрешение для трубки с фотокатодом, пс	<1
– Максимальный динамический диапазон регистрации	100
– Временная нелинейность разверток, %	≤10
– Задержка срабатывания, нс	≤15
– Нестабильность срабатывания, нс	0.12 (развертка 10 нс)
– Запускающий импульс (положительный), В	1–5
– Частота запуска, кГц	1
– Питание от сети	100–240 В; 50–60 Гц

Результаты измерений профиля пучка в точках, соответствующих току в диапазоне 2.2–45 мА, приведены на рис. 5. Как было сказано выше, с учетом искажения потенциальной ямы это распределение должно аппроксимироваться моделью (9). По результатам аппроксимации значение мнимой части импеданса составило $\operatorname{Im}\left(\frac{Z_\parallel}{n}\right) = 6.15 \pm 0.18$ Ом.

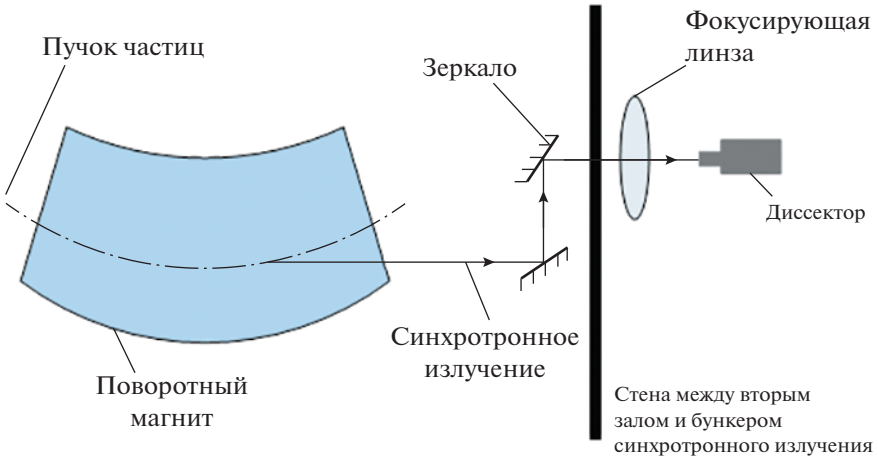


Рис. 1. Схема вывода синхротронного излучения для диссектора.

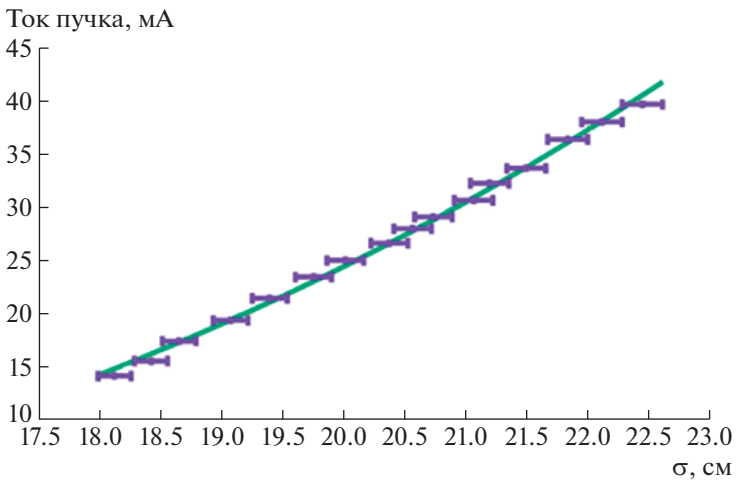


Рис. 2. Зависимость размера пучка от его тока, измеренная диссектором: точки – результаты измерений, линия – аппроксимация данных.

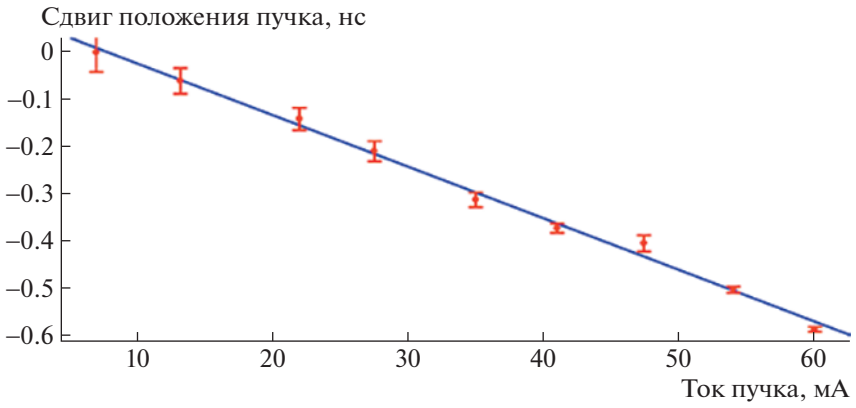


Рис. 3. Сдвиг по фазе пучка относительно тока: точки – результаты измерений, линия – аппроксимация данных.

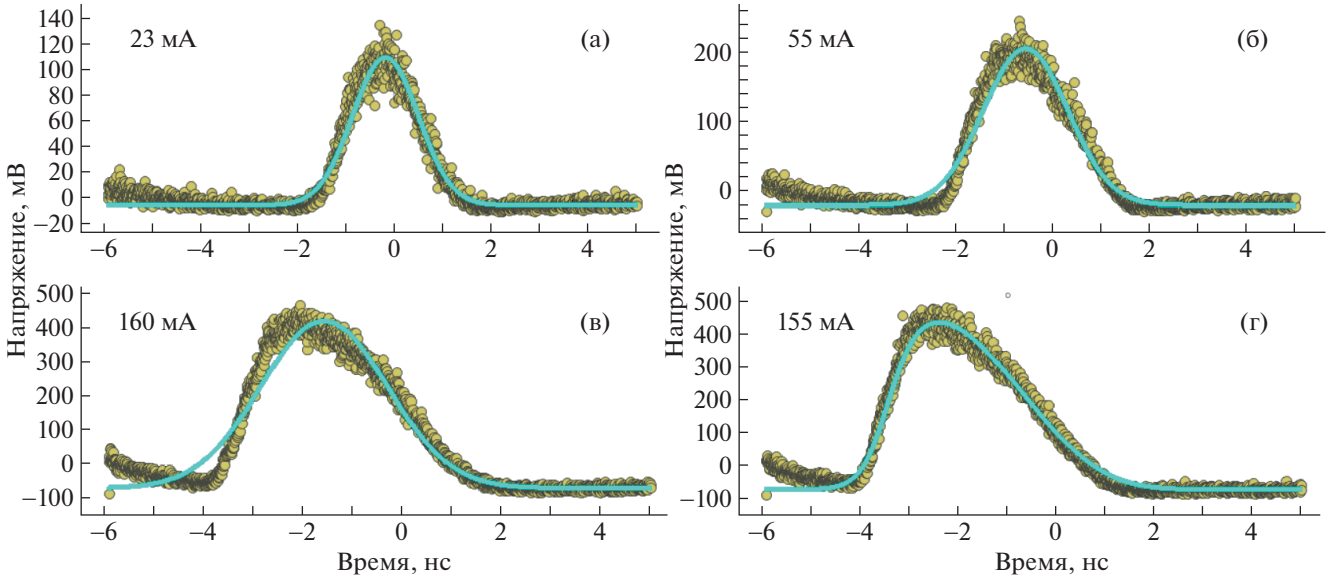


Рис. 4. Аппроксимация формы продольного распределения частиц в пучке при разных значениях тока пучка: **а**, **б**, **в** – нормальным распределением Гаусса; **г** – модельной функцией (13).

Результаты измерений с помощью стрик-камеры также отчетливо демонстрируют изменение продольного профиля пучка, вызванное искажением потенциальной ямы, наведенным пучком *wake*-полей. Измерения также находятся в согласии с ранее предложенной моделью (13). Демонстрация этого эффекта показана на рис. 6.

Чтобы исследовать процесс захвата сгустков частиц, вышедших из линейного ускорителя инжекционного комплекса в ВЧ-систему накопителя-охладителя, был проведен ряд измерений стрик-камерой продольного профиля пучка на впуске. Инжектируемый из линейного ускорителя пучок содержит 16 сгустков (рис. 7), сформировавшихся во время ускорения. Попадая в потенциальную яму, образованную ускоряющим ВЧ-резонатором первой гармоники частоты обращения, пучок начинает перегруппировываться, образуя один сгусток. Как показал эксперимент, характерное время перегруппировки составляет около 270 мкс (≈3000 оборотов), что значительно меньше времени радиационного затухания пучка, равного 18 мс.

Для изучения влияния импеданса связи на продольную перегруппировку пучка в течение первой тысячи оборотов после инжекции было выполнено моделирование данного процесса. Программный код был реализован на языке программирования Python 3. В данной модели продольный импеданс связи накопителя-охладителя задавался как эквивалентная *RLC*-цепь, согласно (3), с соответствующей импедансу *wake*-функцией (4). Для оценки параметров эквивалентной цепи проводилась минимизация целевой функции φ, задаваемой как:

$$\varphi = \sum^{N} (I_{model}(N,\ R_s,\ Q,\ \omega_r) - I_{mes}(N))^2, \qquad (14)$$

где $I_{model}(N, R_s, Q, \omega_r)$ – смоделированное распределение тока пучка, зависящее от номера оборота и параметров эквивалентного импеданса связи; $I_{mes}(N)$ – измеренный стрик-камерой продольный профиль пучка на N-м обороте. Составив функционал (14) и найдя его минимум, были оценены эквивалентные параметры RLC-цепи: $R_s =$ $= 39$ кОм, $Q = 4.2$ и $\omega_r = 2.6$ ГГц.

Рис. 8 иллюстрирует соответствие измеренного стрик-камерой профиля пучка результату моделирования при наличии импеданса связи. Очевидно, что импеданс кольца и связанные с ним коллективные эффекты оказывают заметное влияние на продольную динамику пучка в кольце. Причина такого быстрого процесса перегруппировки пучка заключается в возникновении микроволновой неустойчивости, которая в фазовом пространстве смешивает между собой отдельные сгустки. Проявление микроволновой неустойчивости особенно четко демонстрирует рис. 9. Ее характерной особенностью является появление на профиле пучка модуляции плотности, которая уже никак не связана с начальным продольным распределением частиц, полученным при инжекции из линейного ускорителя.

Оцененный по параметрам накопителя-охладителя порог микроволновой неустойчивости составляет 1.62 А (средний ток пучка 20 мА при дли-

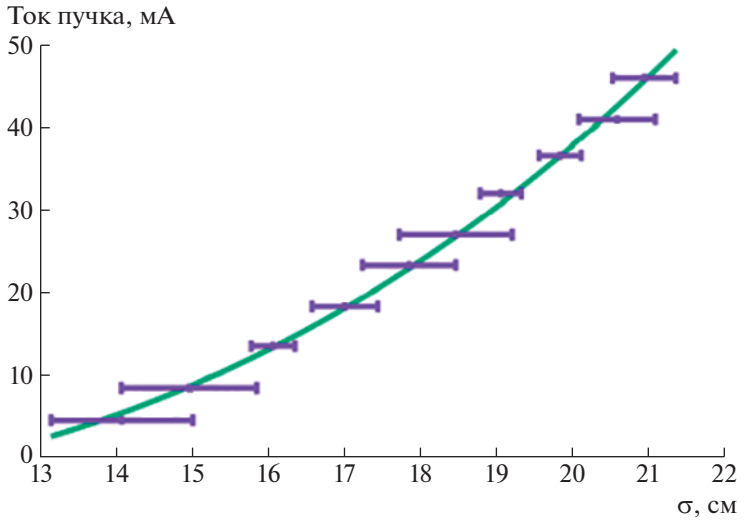


Рис. 5. Зависимость длины сгустка пучка от его тока, измеренная стрик-камерой: точки – результаты измерений, линия – их аппроксимация.

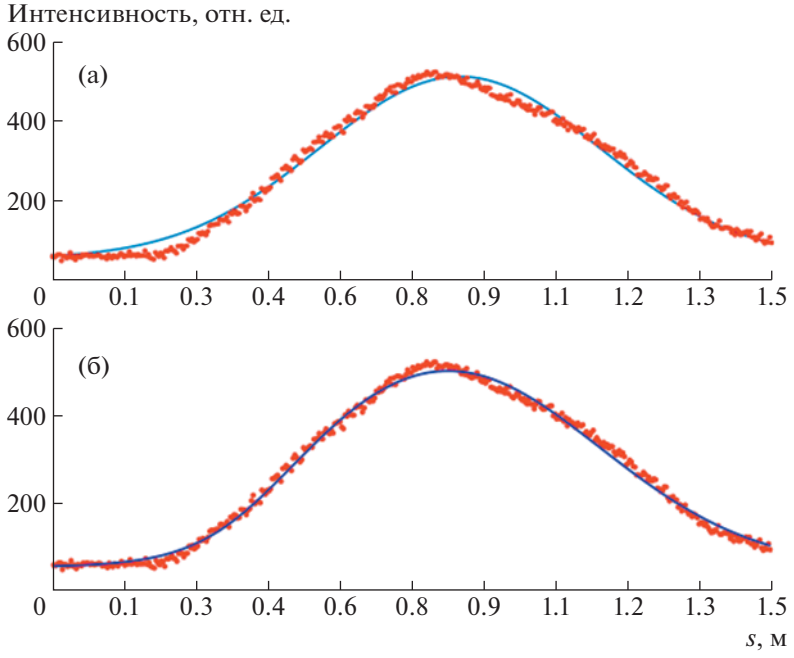


Рис. 6. Продольный профиль пучка, измеренный стрик-камерой: **а** – распределение аппроксимировано нормальным распределением, **б** – моделью (13).

не пучка при нулевом токе 13.5 см). Физически в накопителе пиковый ток охлажденного пучка составляет 1.15 А при среднем значении тока пучка 20 мА (ввиду того что длина пучка 19 см при заданном токе). При этом порог не достигается, и микроволновая неустойчивость себя не проявляет. Пиковый ток сгустков пучка линейного ускорителя превышает значение пикового тока порога микроволновой неустойчивости (уже при среднем токе одного сгустка 0.44 мА и длине пучка 10 пс), поэтому динамика продольного профиля пучка после инжекции определяется этой неустойчивостью.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ИМПЕДАНСА СВЯЗИ НАКОПИТЕЛЯ-ОХЛАДИТЕЛЯ

Для исследования димюония (связанного состояния $\mu^+\mu^-$) [5] в Институте ядерной физики

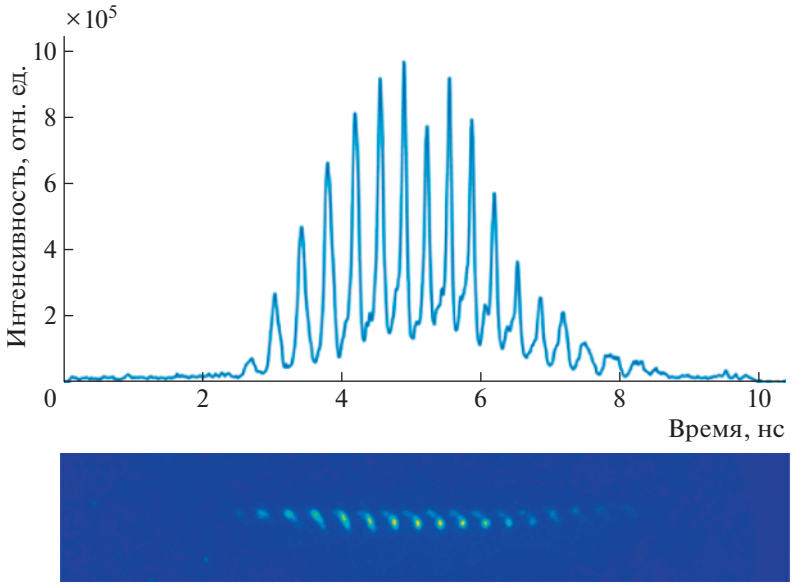


Рис. 7. Продольный профиль пучка, полученный на выходе линейного ускорителя.

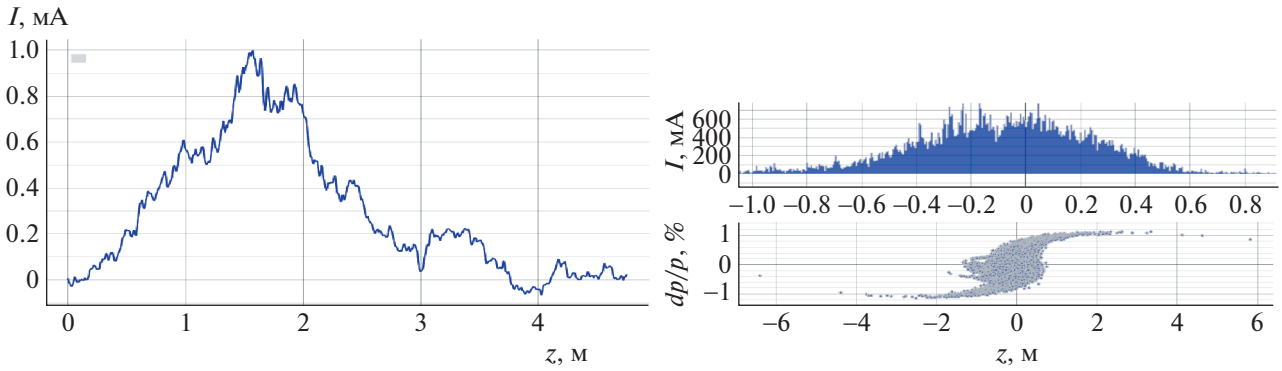


Рис. 8. Продольный профиль пучка через 3200 оборотов: слева – измеренный стрик-камерой; справа – результаты моделирования (вверху – продольный профиль пучка, внизу – отклонение частиц пучка по импульсам).

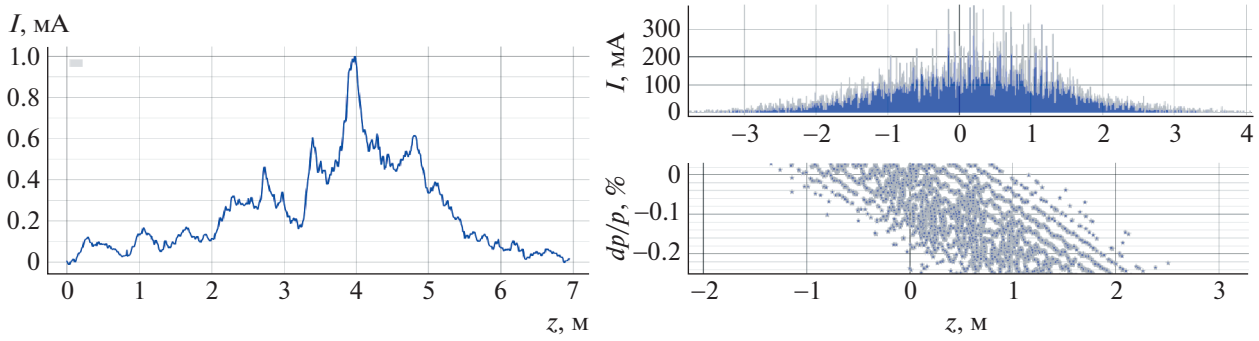


Рис. 9. Продольный профиль пучка через 800 оборотов: слева – измеренный стрик-камерой, справа – результаты моделирования (вверху – продольный профиль пучка, внизу – отклонение частиц пучка по импульсам).

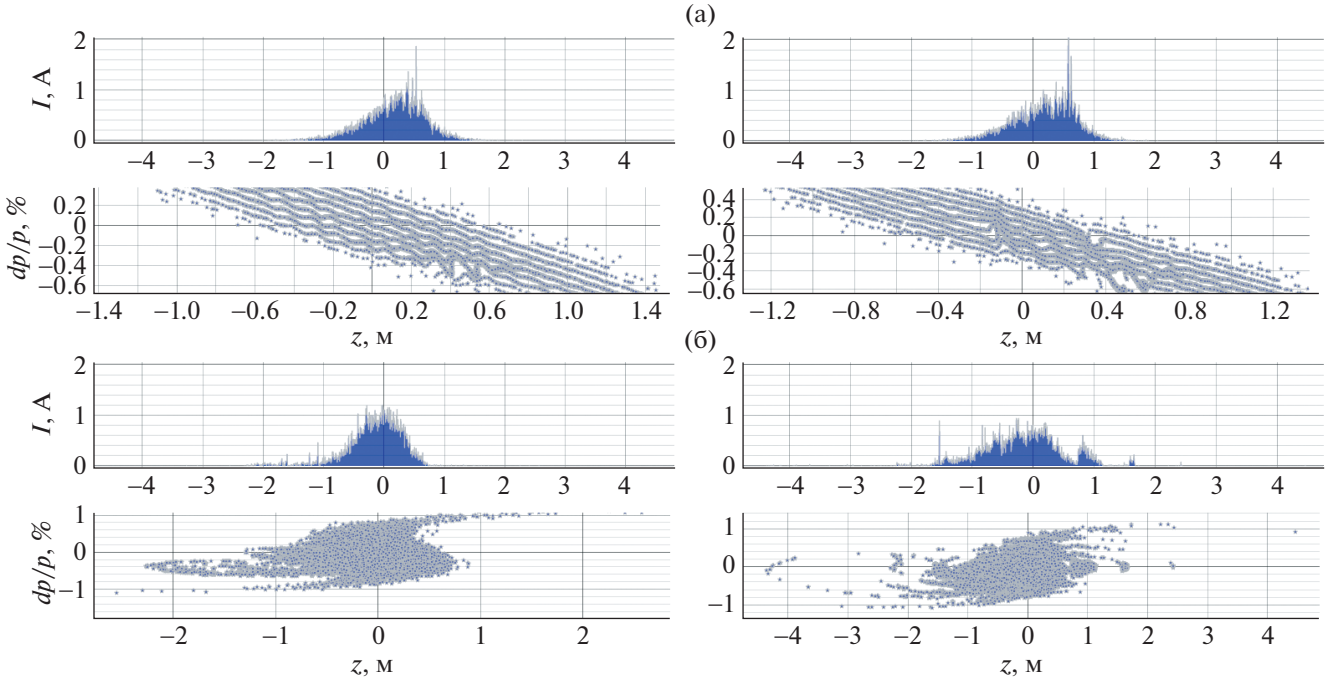


Рис. 10. Продольный профиль пучка на 200-м (**а**) и 3400-м (**б**) оборотах для случая без импеданса дополнительного резонатора (слева) и с импедансом (справа).

разрабатывается проект коллайдера $\mu^+\mu^-$-трон (Мюмютрон). Источником частиц для него станет инжекционный комплекс.

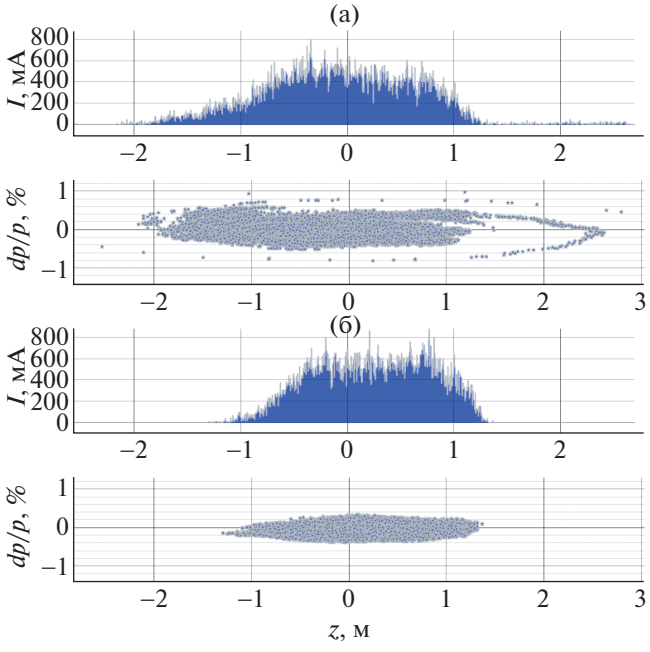


Рис. 11. Продольный профиль пучка на 40000-м (**а**) и 200000-м (**б**) оборотах.

Однако накопитель-охладитель работает с резонатором 1-й гармоники (10.94 МГц) и значительно более длинным пучком, чем предполагается использовать в $\mu^+\mu^-$-троне. Как итог, перепуск такого пучка в коллайдер с высокой частотой 338.98 МГц [4] будет приводить к значительным потерям частиц в момент захвата пучка коллайдером.

Один из вариантов решения данной проблемы – установка второго резонатора в накопитель для предварительного сжатия (перегруппировки) пучка в самом накопителе-охладителе перед его транспортировкой в коллайдер.

Подходящим для установки в накопитель является резонатор, аналогичный тому, что разрабатывается для проекта сибирского кольцевого источника фотонов (СКИФ), и имеющий следующие характеристики: частота 357 МГц, добротность 17000, шунтовое сопротивление 2.55 МОм, ускоряющее напряжение 400 кВ. Для исследования влияния на динамику пучка при инжекции дополнительного резонатора его параметры были добавлены в уже построенную модель импеданса связи.

Согласно приведенным ниже результатам, вставка дополнительного резонатора практически не меняет динамику пучка при инжекции – все так же возникает микроволновая неустойчивость на ранних оборотах, которая перегруппировывает пучок из 16-ти сгустков в один длинный.

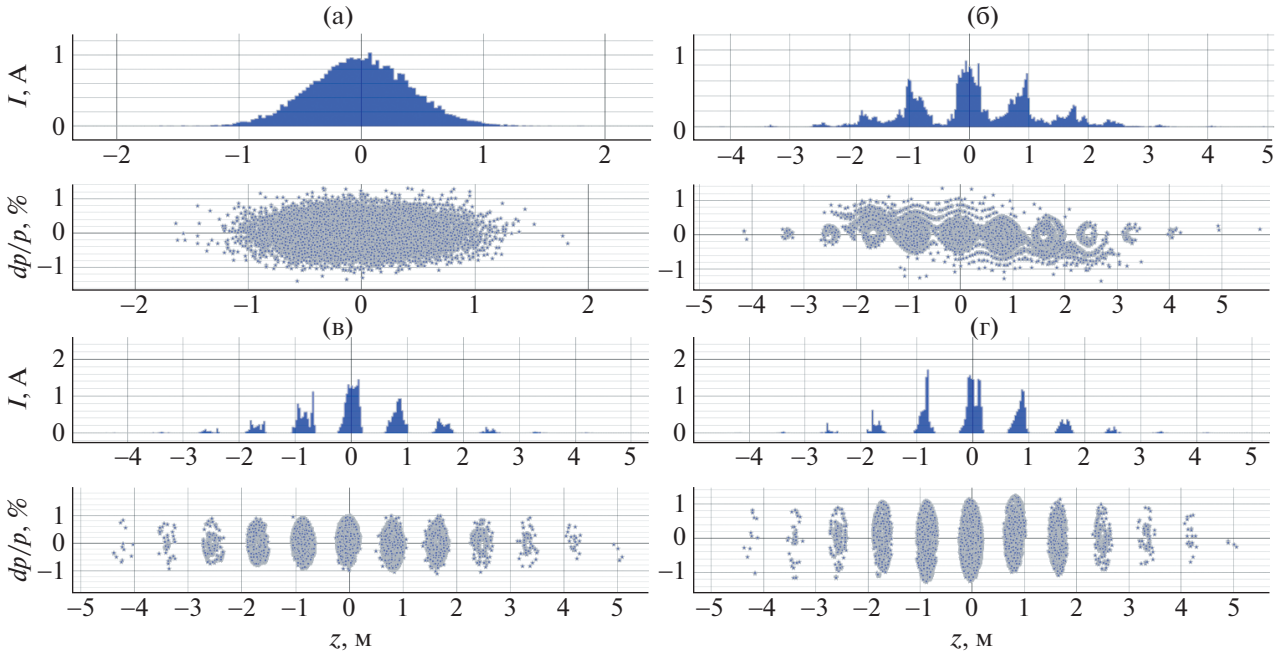


Рис. 12. Продольный профиль пучка на 1-м (**а**), 2000-м (**б**), 13500-м (**в**) и 20000-м (**г**) оборотах при постепенном включении резонатора 357 МГц и последующем отключении резонатора 10.94 МГц.

На рис. 10 представлены характерные профили тока пучка и его распределения в фазовом пространстве для случая без импеданса дополнительного резонатора и с ним на 200-м и 3400-м оборотах.

Рис. 11 демонстрирует дальнейшее затухание пучка с дополнительным резонатором на 40000-м и 200000-м оборотах. Из этих распределений видно, что за время, соответствующее характерному времени радиационного затухания пучка, происходит его группировка в имеющейся сепаратрисе.

Далее, затухший пучок необходимо перегруппировать путем отключения резонатора 10.94 МГц, в который он инжектировался, и включением нового резонатора 357 МГц. Если резко выключить первую ВЧ-станцию и тут же запустить вторую, то перегруппировка пучка будет сопровождаться потерями. Чтобы избежать этого, было предложено постепенно увеличивать ускоряющее напряжение в резонаторе 357 МГц до 400 кВ и после достижения этой величины начать уменьшать поле в резонаторе 10.94 МГц до нуля. Таким способом удается осуществить медленную перегруппировку пучка без возникновения каких-либо существенных потерь, связанных с резким исчезновением потенциальной ямы, удерживающей накопленный пучок, и появлением новой от резонатора 357 МГц. Процесс такой перегруппировки пучка иллюстрирует рис. 12.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы был изучен феномен удлинения пучка накопителя-охладителя и искажения его формы. Показано, что причиной этого является искажение потенциальной ямы ВЧ-системы накопителя-охладителя. По результатам обработки измерений продольного профиля пучка стрик-камерой и диссектором была определена мнимая часть импеданса связи накопителя-охладителя, а с помощью измерений сдвига синхронной фазы пучка диссектором – действительная его часть.

При проведении измерения продольного профиля пучка при его инжекции из линейного ускорителя в накопитель было обнаружено, что слияние 16-ти сгустков, созданных ВЧ-системой линейного ускорителя, происходит значительно быстрее характерного времени радиационного затухания пучка. Моделирование захвата пучка позволило не только определить, что причиной тому является возникновение микроволновой неустойчивости, но и оценить параметры эквивалентной *RLC*-цепи для представления импеданса накопителя-охладителя.

В дальнейшем построенная модель была использована для исследования поведения пучка во время инжекции при модификации вакуумной камеры накопителя путем вставки дополнительного резонатора. Было показано, что дополнительный элемент вакуумной системы не приводит к возникновению неустойчивостей при инжекции и

охлаждении пучка. Также моделирование подтвердило гипотезу сохранения частиц пучка при его перегруппировке из основного резонатора в дополнительный путем медленного отключения первой ВЧ-станции и включения второй.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90082.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Astrelina K.V., Blinov M.F., Vsevolozhskaya T.A., Dikanskii N.S., Emanov F.A., Lapik R.M., Logachev P.V., Martyshkin P.V., Petrenko A.V., Rybitskaya T.V., Skrinskii A.N., Shiyankov S.V., Yaskina T.A.* // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2008. V. 106. № 1. P. 77. https://doi.org/10.1134/S1063776108010068
2. *Maltseva Yu., Andrianov A., Astrelina K., Balakin V., Batrakov A., Belikov O., Berkaev D., Blinov M., Bolkhovityanov D., Butakov A., Bykov E., Dikansky N., Emanov F., Frolov A., Gambaryan V. et al.* // Proc. IPAC'2018. Vancouver, Canada, 2018. Paper MOPMK011. https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-MOPMK011
3. *Shatunov P., Belikov O., Berkaev D., Gorchakov K., Kasaev A., Kirpotin A., Koop I., Krasnov A., Lysenko A., Motygin S., Prosvetov V., Rabusov D., Semenov A., Shatunov Yu., Timoshenko M. et al.* // Proc. IPAC'17, Copenhagen, Denmark, 2017. Paper WEPIK02. https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2017-WEPIK029
4. *Журавлев А.Н., Карнаев С.Е., Левичев Е.Б., Мешков О.И., Никитин С.А., Николаев И.Б., Пиминов П.А.* // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. № 7. С. 876.
5. *Bogomyagkov A., Druzhinin V., Levichev E., Milstein A., Sinyatkin S.* // EPJ Web of Conferences. 2018. V. 181. P. 01032. https://doi.org/10.1051/epjconf/201818101032
6. *Chao A.* Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators. Dallas: Wiley-Interscience Publication "John Wiley & Sons, INC", 1993.
7. *Hofmann A., Maidment J.* Current dependent phenomena in LEP. LEP note 168. (28.6.79)
8. *Chao A.* Handbook of Accelerator Physics and Engineering. New Jersey: World Scientific Publishing Co. Pre. Ltd., 2013.
9. *Анашин В.* Препринт ИЯФ 92-44. Новосибирск, 1992.

EDN: KUEEMX
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 29–32

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.083.91

КОНТРОЛЬ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ РЕАКТОРА С ПОМОЩЬЮ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

© 2022 г. В. А. Варлачев[a,*], Е. Г. Емец[a], Ю. Му[a], Е. А. Бондаренко[a], В. А. Говорухин[a]

[a] *Национальный исследовательский Томский политехнический университет*
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

**e-mail: varlachev@tpu.ru*

Поступила в редакцию 01.04.2022 г.
После доработки 25.04.2022 г.
Принята к публикации 29.04.2022 г.

Для измерения плотности потока и флюенса тепловых нейтронов разработан метод, в котором предложено в качестве детектора тепловых нейтронов использовать монокристаллический кремний. Преимущество данного метода состоит в том, что он не требует специальной измерительной аппаратуры. Для измерения абсолютных значений флюенса тепловых нейтронов предлагается облучать кремний в кадмиевом экране и без него, как это делается в активационном методе. Результаты проделанной работы показали, что точность измерения потока тепловых нейтронов не уступает традиционным активационным методам, но, в отличие от них, информация на детекторе может сохраняться бесконечно долго, так как при облучении изменяются электрофизические параметры кремния, которые не зависят от наведенной активности и периода полураспада материала.

DOI: 10.31857/S0032816222050160

ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Знание абсолютного значения плотности потока и флюенса тепловых нейтронов в экспериментальных каналах реакторов необходимо при решении многих прикладных и фундаментальных задач. В настоящее время самодостаточными, не требующими калибровки с помощью других методов являются активационные методы [1–3], которые реализуются с помощью активационных детекторов, например, из марганца, кобальта, меди, золота. В этих методах используется связь между наведенной активностью детекторов и плотностью потока (или флюенсом) нейтронов. До настоящего времени их общепринято считать эталонными методами. Однако эти способы трудоемки и требуют специальной аппаратуры. Кроме того, образцы при облучении не всегда могут быть использованы в качестве детекторов сопровождения по двум причинам. Во-первых, это связано с тем, что активность детектора после облучения зависит от флюенса не за все время облучения, а лишь за время, равное 3–4 периодам полураспада. Во-вторых, не всегда возможно определить флюенс нейтронов при меняющемся за время облучения потоке нейтронов, например, из-за остановок реактора при длительном облучении. В меньшей степени это касается кобальтового детектора, который имеет большой период полураспада (5.28 года). Однако из-за длительного периода полураспада после облучения требуется его утилизация как радиоактивного материала.

Целью данной работы являлась разработка метода измерения плотности потока тепловых нейтронов в реакторе с помощью детекторов из монокристаллического кремния, которые избавлены от вышеперечисленных недостатков активационных детекторов. Кроме того, кремниевые детекторы обладают свойством памяти и могут быть использованы как детекторы сопровождения.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

При облучении кремния нейтронами за счет реакции радиационного захвата образуется ^{31}Si, который путем β-распада (период полураспада 2.62 ч) превращается в стабильный изотоп ^{31}P. Эта трансмутационная примесь в монокристаллах кремния *n*-типа увеличивает удельную электрическую проводимость (УЭП), а в монокристаллах *p*-типа – уменьшает. Изменение УЭП в монокристаллах кремния после их облучения и отжига радиационных дефектов прямо пропорционально флюенсу тепловых нейтронов [4]. Это обстоятельство было положено в основу метода измерения нейтронного потока в относительных единицах [5].

Для измерения абсолютных значений флюенса тепловых нейтронов предлагается облучать кремний в кадмиевом экране и без него, как это делается в активационном способе, используя наработки этого способа по методу кадмиевой разности [1–3]. Применительно к кремнию суть метода заключается в следующем.

Можно представить концентрацию (C) ^{31}P, генерированную за время облучения без кадмиевого фильтра, в виде двух составляющих: генерированную тепловыми (C_t) и надтепловыми (C_{nt}) нейтронами:

$$C = C_t + C_{nt}. \quad (1)$$

Величина C линейно связана с изменением УЭП [5]:

$$C = (\sigma - \sigma_0)/(e\mu_n), \quad (2)$$

где σ_0, σ – УЭП кремния до и после облучения соответственно; e, μ_n – заряд и подвижность электронов соответственно. Заметим, что измерение σ проводят после отжига радиационных дефектов при температуре 800°C, таким способом исключают влияние радиационных дефектов от быстрых нейтронов на изменение УЭП.

В настоящее время в качестве поглотителя тепловых нейтронов принято использовать ^{113}Cd из-за большого сечения поглощения в тепловой области и его быстрого убывания в эпитепловой. Однако сечение поглощения кадмия не является ступенчатой функцией. Поэтому в активационном методе кадмиевой разности введено понятие граничной энергии поглощения в кадмии E_{Cd}, которая зависит от толщины и формы фильтра. Считают, что нейтроны с энергией ниже E_{Cd} полностью поглощаются фильтром, а выше этой энергии – не поглощаются. Возникающая при этом ошибка (1–4%) компенсируется кадмиевой поправкой F_{Cd}. В таком приближении при облучении кремния в кадмиевом фильтре

$$C_{nt} = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \Sigma(E)\Phi(E)dE = C_{Cd}F_{Cd}, \quad (3)$$

где F_{Cd} – поправочный коэффициент, учитывающий поглощение надтепловых нейтронов в кадмии.

Кадмиевое отношение (C_{Cd}) экспериментально определяется путем измерения УЭП до (σ_0) и после (σ_{Cd}) облучения:

$$C_{Cd} = (\sigma_{Cd} - \sigma_0)/(e\mu_n). \quad (4)$$

В.П. Ярына и Г.Б. Тарновский [6] предложили эмпирическую формулу для расчета E_{Cd} кадмиевого цилиндрического фильтра, помещенного в изотропное поле:

$$E_{Cd} = 0.520 + 0.162\ln(\xi d_{Cd}), \quad d_{Cd} = 0.5 - 1.5 \text{ мм}; \quad (5)$$

$$\xi = 1.58 - 0.82(h/(2r)) + 0.38(h/(2r))^2, \quad h/(2r) = 0.5–1.3, \quad (6)$$

где h и r – высота и радиус цилиндрического фильтра.

Для реакторных нейтронных полей, формирующихся в присутствии хороших замедлителей (вода, графит, бериллий и др.), спектр тепловых нейтронов приближенно описывается распределением Максвелла. В этом случае при использовании детектора, сечение реакции которого в тепловой области спектра меняется по закону $1/v$ (v – скорость нейтрона), генерированная тепловыми нейтронами концентрация (C_t) ^{31}P будет равна:

$$C_t = \chi_t \int_0^{E_{Cd}} \Sigma(E)\Phi(E)dE = \chi_t g_t \Sigma_t \Phi, \quad (7)$$

где Φ – флюенс тепловых нейтронов; Σ_t – макроскопическое сечение реакции при энергии нейтрона, соответствующей некоторой эффективной температуре $T_{эф}$, отличной от температуры среды T_0; g_t – фактор Весткотта, учитывающий отличие зависимости сечения тепловых нейтронов (n, γ)-реакции на ^{31}Si от закона $1/v$, χ_t – коэффициент самоэкранирования тепловых нейтронов (отношение числа вылетевших из кремния нейтронов к числу влетевших).

По данным работы [7] сечение (n, γ)-реакции на ^{30}Si в тепловой области строго следует закону $1/v$, т.е. $g_t = 1$. Из-за утечки и поглощения нейтронов $T_{эф} > T_0$, т.е. не все нейтроны достигают термодинамического равновесия с окружающей средой [6]. В частности, при

$$\Sigma_a(kT_0)/(\xi\Sigma_s) < 0.2, \quad (8)$$

где среднелогарифмическая потеря энергии

$$\xi = 1 + [(A-1)^2/(2A)]\ln[(A-1)/(A+1)], \quad (9)$$

Σ_a, Σ_s – макроскопические сечения поглощения и рассеяния замедлителя, k – постоянная Больцмана, A – массовое число ядер замедлителя, выражение для соответствующей некоторой эффективной температуры будет иметь вид:

$$T_{эф} = T_0[1 + 0.73A\Sigma_a(kT_0)/\Sigma_s]. \quad (10)$$

Например, для бериллиевого замедлителя $T_{эф} = 1.0066T_0$, т.е. $T_{эф} > T_0$ примерно на 2 K.

Из выражений (1), (3), (7)

$$\chi_t\Sigma_t\Phi = C - F_{Cd}C_{Cd}. \quad (11)$$

Таблица 1. Коэффициент самоэкранировки χ_t и эффективная оптическая толщина $d_{эф}$ кремниевой пластины радиусом r и толщиной d для тепловых нейтронов

r, см	0.5			0.6			0.7		
d, см	0.4	0.5	0.6	0.4	0.5	0.6	0.4	0.5	0.6
χ_t	0.996	0.995	0.995	0.996	0.995	0.994	0.995	0.995	0.994
$d_{эф}$, см	0.583	0.657	0.717	0.634	0.720	0.793	0.677	0.774	0.859
r, см	0.8			0.9			1.0		
d, см	0.4	0.5	0.6	0.4	0.5	0.6	0.4	0.5	0.6
χ_t	0.995	0.994	0.994	0.995	0.994	0.993	0.995	0.994	0.993
$d_{эф}$, см	0.7145	0.821	0.917	0.747	0.863	0.967	0.777	0.902	1.013
r, см	1.1			1.2			1.3		
d, см	0.4	0.5	0.6	0.4	0.5	0.6	0.4	0.5	0.6
χ_t	0.994	0.994	0.993	0.994	0.993	0.993	0.994	0.993	0.992
$d_{эф}$, см	0.803	0.936	1.054	0.828	0.966	1.092	0.850	0.994	1.126

Тогда

$$\Phi = \frac{C}{\chi_t \Sigma_t}\left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}}\right). \quad (12)$$

А с учетом выражения (2) получим флюенс тепловых нейтронов, которым облучался кремний без кадмиевого фильтра:

$$\Phi = \frac{(\sigma - \sigma_0)}{e\mu_n \chi_t \Sigma_t}\left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}}\right). \quad (13)$$

где

$$R_{Cd} = C/C_{Cd} = (\sigma - \sigma_0)/(\sigma_{Cd} - \sigma_0) \quad (14)$$

есть кадмиевое отношение, которое определяется по экспериментальным значениям УЭП. От флюенса тепловых нейтронов легко перейти к среднему (за время облучения τ) значению плотности потока тепловых нейтронов (φ). По определению, $\varphi = \Phi/\tau$. При этом φ является произведением объемной плотности нейтронов с энергией ниже граничной энергии кадмия на скорость нейтронов с энергией $kT_{эф}$, т.е. $\varphi = nV$.

Определим значения F_{Cd}, χ_t и E_{Cd} для кремния. Обычно F_{Cd} принимают равным 1.01–1.04 [8]. Поэтому с погрешностью до 2% можно принять $F_{Cd} = 1.02$.

Коэффициент самоэкранирования χ_t тепловых нейтронов (отношение числа нейтронов, вылетевших из шайбы кремния, к числу нейтронов, влетевших в кремний) в изотропном нейтронном поле определяли расчетами. Расчеты были выполнены методом Монте-Карло путем прямого моделирования нейтронных траекторий в природном кремнии. Сечения были взяты из работы [7]. История нейтрона заканчивалась либо его поглощением, либо вылетом из кремния. Варьируемыми параметрами были радиус и толщина шайбы. Для каждого варианта разыгрывалось 10^7 нейтронных историй. Результаты расчетов приведены в табл. 1. Там же приведены эффективные оптические толщины, т.е. средние значения отрезков в пластине кремния по траектории влета в нее нейтрона.

Граничная энергия поглощения E_{Cd} кадмиевого цилиндрического фильтра, помещенного в изотропное нейтронное поле, определяется выражениями (5), (6). Например, в стандартном наборе детекторов АКН-Т есть фильтр диаметром 15 мм, высотой 10 мм и с толщиной стенки 1 мм. При использовании этого фильтра $E_{Cd} = 0.55$ эВ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Возможность осуществления способа была подтверждена измерениями плотности потока тепловых нейтронов предложенным и активационным способами. Измерения проводились в канале ГЭК-4 Томского исследовательского ядерного реактора мощностью 6 МВт. Удельное электрическое сопротивление определяли 4-зондовым методом до и после облучения и отжига радиационных дефектов при температуре 800°С в течение 2 ч. Погрешность измерения среднего по торцу шайбы удельного сопротивления не превышала 3%. Непрерывный контроль флюенса тепловых нейтронов осуществляли с помощью штатных камер деления типа КтВ-4, используемых в технологии нейтронно-трансмутационного легирования кремния.

Определяли, как это описано, кадмиевые отношения для кремния R_{Cd}(Si) и для золота R_{Cd}(Au). Для этого образцы кремния в кадмиевом цилиндрическом пенале и без него располагали на оси канала ГЭК-4 симметрично относительно центра активной зоны реактора. Использовался цилиндрический пенал высотой 10 мм, диаметром 15 мм и с толщиной стенки 1 мм. Расстояние

между образцами составляло 15 см. Облучение проводили в течение 4 ч при мощности реактора 6 мВт. Исходное сопротивление образца, облучавшегося в Cd-фильтре, составляло 857 Ом · см, а без фильтра – 772 Ом · см. Конечные сопротивления были равны 593.5 и 99.5 Ом · см, соответственно. Из этого следует $R_{Cd}(Si) = 16.9$, $\Phi = 2.14 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$ и $\varphi = 1.48 \cdot 10^{13}$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$. Детекторы из золота в том же кадмиевом пенале и без него облучали при мощности 100 кВт в течение 10 мин. Их размещали точно так же, как и образцы кремния. Кадмиевое отношение по золоту составило 4.36, а плотность потока тепловых нейтронов, приведенная к мощности реактора 6 мВт, была равна $1.44 \cdot 10^{13}$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенным в данной работе способом можно определять абсолютные значения плотности потока тепловых нейтронов при любом реакторном спектре нейтронов. При этом не требуется калибровки с помощью других методов, например активационных. Каждый монокристалл можно использовать многократно, в том числе и в качестве детектора сопровождения для контроля за флюенсом тепловых нейтронов в диапазоне 10^{15}–10^{18} см$^{-2}$. Погрешность измерения флюенса тепловых нейтронов сопоставима с погрешностью активационных методов. При этом не важно меняется или не меняется плотность потока тепловых нейтронов за все время облучения. Кроме того, физическая информация (удельная электрическая проводимость), в отличие, например, от активационного метода, сохраняется бесконечно долго. Это позволяет в любой момент времени перепроверить полученные результаты.

Исследования выполнены при поддержке программы повышения конкурентоспособности ТПУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бекурц К.Г., Виртц К.* Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968.
2. *Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г.* Активационные методы спектрометрии нейтронов. М.: Атомиздат, 1976.
3. *Ярына В.П.* Методика измерений характеристик полей тепловых и надтепловых наейтронов с помощью активационных детекторов // Материалы нейтронных измерений на ядерно-физических установках (рекомендуемые справочные данные и методики измерений), М.: Изд-во ЦНИИатоминформ, 1976. Т. 2. С. 17–33.
4. *Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С.* // Известия вузов. Физика. 2009. № 11/2. С. 409.
5. *Варлачев В.А., Солодовников Е.С.* // ПТЭ. 2009. № 3. С. 35.
6. *Тарновский Г.Б., Ярына В.П.* // Тезисы докладов 3-го Всесоюз. совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. М.: Изд-во ЦНИИатоминформ, 1982. С. 77.
7. Evaluated nuclear reaction libraries (ENDF). IAEA Nuclear Data Service. www-nds.iaea.org
8. *Крамер-Агеев Е.А., Лавренчик В.Н., Самосадный В.Т., Протасов В.П.* Экспериментальные методы нейтронных исследований. М.: Энергоатомиздат, 1990.

EDN: DEZNSH
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 33–37

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 621.039.34

ИЗМЕРЕНИЕ КУМУЛЯТИВНОГО ВЫХОДА РАДИОИЗОТОПА ^{103}Ru В МИШЕНИ ИЗ $^{100}MoO_3$ ПО РЕАКЦИИ ^{100}Mo(^{4}He, $n + p$)^{103}Ru И ТЕХНИКА ГАЗОТЕРМИЧЕСКОГО ИЗВЛЕЧЕНИЯ ^{103}Ru ИЗ МИШЕНИ

© 2022 г. В. А. Загрядский[a], Я. М. Кравец[a], Т. Ю. Маламут[a], В. И. Новиков[a], А. А. Смирнов[a], Т. А. Удалова[a,*], В. Н. Унежев[a]

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"*
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
**e-mail: udalova_ta@nrcki.ru*

Поступила в редакцию 01.06.2022 г.
После доработки 06.07.2022 г.
Принята к публикации 08.07.2022 г.

Активационным методом измерен кумулятивный выход радиоизотопа ^{103}Ru при облучении мишени из $^{100}MoO_3$ ядрами ^{4}He с энергией 60.3 МэВ на циклотроне У-150 НИЦ "Курчатовский институт". Величина измеренного выхода ^{103}Ru составила $(4.93 \pm 0.84) \cdot 10^4$ Бк/(мкА · ч). Разработана экспериментальная методика для экспрессного газотермического извлечения радиоизотопа ^{103}Ru из облученной мишени. Для реализации методики извлечения ^{103}Ru создана экспериментальная установка. Приводится описание конструкции установки и принцип ее работы. Показано, что методика обеспечивает извлечение из материала мишени не менее 97% ^{103}Ru и возврат для повторного использования не менее 96% $^{100}MoO_3$. Разработанная методика может найти практическое применение в производстве радиоизотопа ^{103}Ru, образующегося при облучении ядрами ^{4}He циклотронных мишеней из $^{100}MoO_3$.

DOI: 10.31857/S0032816222060222

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в ряде публикаций обсуждается новый подход к терапии онкологических заболеваний. Этот подход основан на применении модульных нанотранспортеров (МНТ) [1], синтезируемых на основе полипептидной платформы и способных доставлять в ядро раковой клетки терапевтические радионуклиды "ближнего действия". Нагружая МНТ радионуклидами "ближнего действия", можно эффективно уничтожать как отдельные раковые клетки, так и микрометастазы, не выявляемые современными диагностическими методами, при этом практически не оказывая негативного цитотоксического действия на здоровые клетки и ткани. Указанная технология может применяться как после хирургического вмешательства, так и после химиотерапии в качестве финишной терапевтической процедуры, направленной на исключение рецидива появления рака.

В качестве терапевтических радионуклидов "ближнего действия" в тандеме с МНТ предлагается использовать эмиттеры оже-электронов [2]. Оже-электроны имеют малый пробег и высокую удельную линейную потерю энергии. Они способны повреждать клетки в пределах нескольких десятков нанометров, не оказывая цитотоксического действия на больших расстояниях. Одним из наиболее перспективных эмиттеров оже-электронов для иммунотерапии считается ^{103m}Rh [3]. Он имеет наименьшее отношение количества испускаемых γ-квантов к количеству электронов и может быть получен генераторным способом. Предшественником ^{103m}Rh ($T_{1/2} = 56.1$ мин) в генераторе является радионуклид ^{103}Ru ($T_{1/2} = 39.274$ сут). Одним из способов получения ^{103}Ru на циклотроне У-150 НИЦ "Курчатовский институт" может быть реакция ^{100}Mo(^{4}He, $n + p$)^{103}Ru. Экспериментальные данные о кумулятивном выходе ^{103}Ru в реакции ^{100}Mo(^{4}He, $n + p$)^{103}Ru в литературе отсутствуют. С целью уточнения эффективности получения ^{103}Ru по этой реакции в работе измерен кумулятивный выход ^{103}Ru при облучении мишени из $^{100}MoO_3$ ядрами ^{4}He с энергией 60.3 МэВ.

Извлечение ^{103}Ru из облученной $^{100}MoO_3$ мишени проводили с помощью разработанной газотермической методики. Для реализации методи-

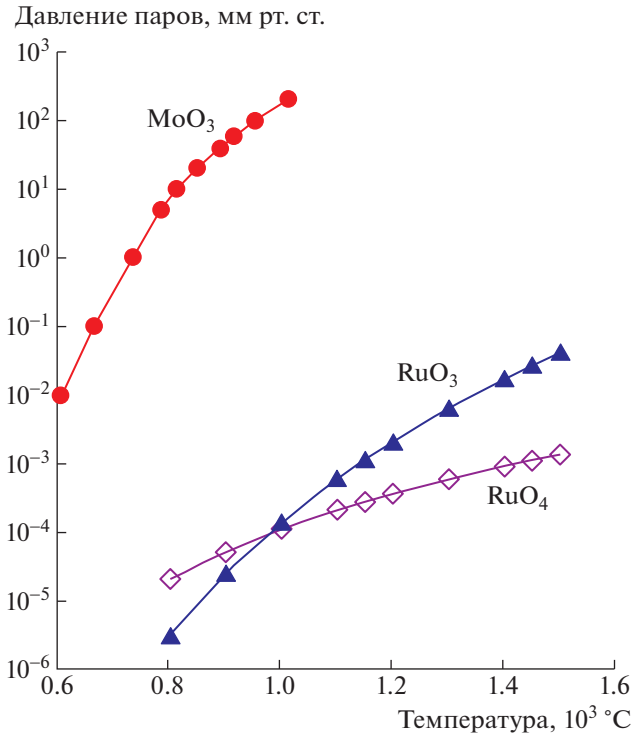


Рис 1. Температурные зависимости давления паров MoO_3 и парциальных давлений RuO_3 и RuO_4 над RuO_2 в атмосфере O_2.

ки была изготовлена экспериментальная установка. В установке применены конструктивные элементы и подобраны температурные режимы, обеспечивающие газификацию мишени и практически полное отделение ^{103}Ru от $^{100}MoO_3$-матрицы.

ИЗМЕРЕНИЕ КУМУЛЯТИВНОГО ВЫХОДА ^{103}Ru В РЕАКЦИИ ^{100}Mo(^{4}He, $n + p$)^{103}Ru

Выход радиоизотопа ^{103}Ru определяли с использованием активационной методики. Мишень в форме диска диаметром 8 мм и толщиной 3 мм из порошка MoO_3 с молибденом, обогащенным по изотопу ^{100}Mo до 99.7%, упаковывали в мишенное устройство, имеющее на входе пучка окно из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм. Мишенное устройство устанавливали в камеру циклотрона У-150 НИЦ “Курчатовский институт” и облучали ядрами ^{4}He током ≈0.15 мкА до достижения суммарного заряда ≈0.3 мкА · ч. Мишень имела насыпную плотность 2.0 г/см^3, определяемую взвешиванием. Энергия ядер ^{4}He на входе в $^{100}MoO_3$-мишень составляла 60.3 МэВ. Пробег ядер ^{4}He, рассчитанный по программе SRIM [4], укладывался в толщину мишени. Во время облучения с помощью специального интегрирующего прибора регистрировали суммарный заряд ядер, падающих на облучаемую мишень. Энергия ускоренных ядер задавалась параметрами циклотрона.

После облучения и примерно трех суток выдержки определяли активность радионуклида ^{103}Ru по пику полного поглощения γ-квантов по линии $E_\gamma = 497.085$ кэВ ($K_\gamma = 91\%$) [5]. Измерения проводили с помощью γ-спектрометра фирмы ORTEC GEM 35P4 (США) с детектором из сверхчистого германия объемом ~100 см^3. Мишени во время измерений устанавливали на расстоянии 40 см от торцевой поверхности детектора. При измерениях активности мертвое время спектрометра не превышало 5%. Энергетическую зависимость эффективности регистрации γ-квантов детектором определяли экспериментально с помощью образцовых спектрометрических γ-источников из комплекта ОСГИ. Время измерения аппаратурных γ-спектров составляло 1 ч. Активность мишени измеряли несколько раз в течение периода полураспада ^{103}Ru.

Выход радиоизотопа ^{103}Ru определяли по формуле

$$V = AZ_1[1 - \exp(-\lambda T_1)]/\{Z_2[1 - \exp(-\lambda T_2)]\}, \quad (1)$$

где V, Бк/(мкА · ч) – выход радиоизотопа ^{103}Ru; A, Бк – активность радиоизотопа ^{103}Ru в мишени, приведенная к концу облучения; Z_1, отн. ед. – показание интегратора тока, соответствующее заряду 1 мкА · ч; λ, с$^{-1}$ – постоянная распада ^{103}Ru; T_1, с – время облучения, равное 1 ч; Z_2, отн. ед. – показание интегратора тока за время облучения; T_2, с – фактическое время облучения мишени.

Полученная в эксперименте величина кумулятивного выхода радиоизотопа ^{103}Ru составила $(4.93 \pm 0.84) \cdot 10^4$ Бк/(мкА · ч). Погрешность измеренного выхода равнялась 17% при доверительной вероятности 68%. Учтенными составляющими погрешности являлись: погрешность определения эффективности детектора, погрешность определения площади пика полного поглощения γ-квантов в аппаратурном спектре и погрешность квантового выхода.

ТЕХНИКА ГАЗОТЕРМИЧЕСКОГО ИЗВЛЕЧЕНИЯ ^{103}Ru ИЗ $^{100}MoO_3$-МИШЕНИ

Разработанная методика газотермического извлечения ^{103}Ru из облученной на циклотроне $^{100}MoO_3$-мишени основана на значительном различии летучести MoO_3 и окислов Ru. На рис. 1 представлены сравнительные данные зависимости давления паров MoO_3 [6] и парциальных давлений RuO_3, RuO_4 [7, 8] над RuO_2 в атмосфере кислорода от температуры. Согласно рис. 1, парциальные давления паров MoO_3 и окислов руте-

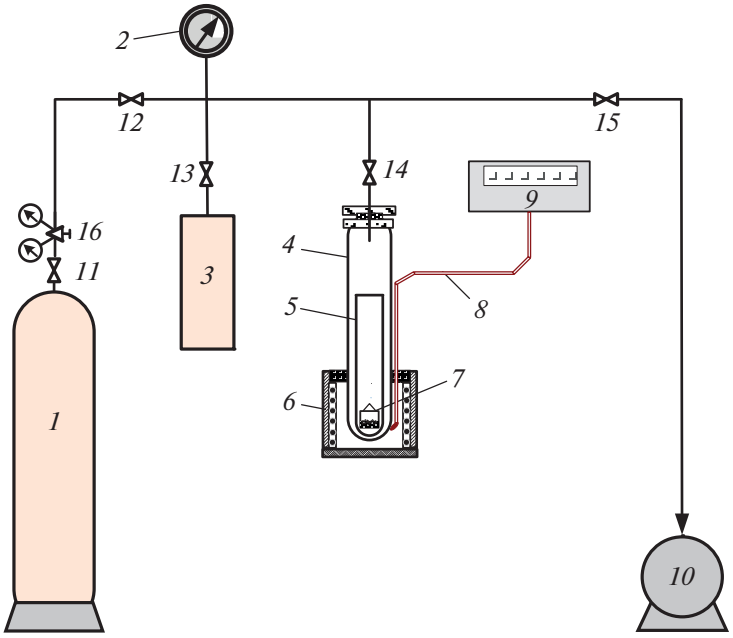


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки для извлечения ^{103}Ru из циклотронной $^{100}MoO_3$-мишени. *1* – баллон с кислородом; *2* – датчик давления АИР-20-М2-ДА; *3* – мерная емкость 1.9 л; *4* – внешняя кварцевая ампула ($D_{наруж}$ = = 35.5 мм, $d_{внутр}$ = 31 мм, l = 400 мм); *5* – две сменные внутренние кварцевые ампулы ($D_{наруж}$ = 27 мм, $d_{внутр}$ = 22.5 мм, l = 250 мм); *6* – термостат-нагреватель; *7* – кварцевый тигель ($D_{наруж}$ = 15 мм, $d_{внутр}$ = 12 мм, l = 17 мм) с облученным порошком $^{100}MoO_3$, содержащим ^{103}Ru; *8* – термопара хромель–алюмель; *9* – блок измерения температуры ИРТ/М2; *10* – форвакуумный насос НВР-5Д; *11–15* – вентили; *16* – газовый редуктор GSE.

ния в сопоставимых температурных диапазонах различаются на несколько порядков.

Для реализации методики разделения $^{100}MoO_3$ и окислов рутения была создана установка, схема которой представлена на рис. 2. Вакуумирование установки осуществляли с помощью форвакуумного насоса *10*, а заполнение кислородом – из баллона *1* с помощью редуктора *16*. Центральными элементами установки являются две коаксиальные кварцевые ампулы *4* и *5*, подключаемые к газовому стенду, и тигель *7* с облученным порошком $^{100}MoO_3$. Подсоединение внешней кварцевой ампулы *4* к газовому стенду осуществляли с использованием вакуумного уплотнения через переходник из алюминиевого сплава Д16. Один конец переходника был приклеен к ампуле эпоксидной смолой ЭД-6, а другой – подсоединен к фланцам стенда с использованием прокладок. Такое устройство упрощает процесс герметизации, поскольку допускает менее жесткие требования к качеству кварцевой ампулы (к степени ее эллипсности, шероховатости поверхности) и снижает опасность раскалывания ампулы в процессе уплотнения. Вакуум или необходимое давление O_2 в ампуле *4* поддерживали при различных температурных режимах, обеспечиваемых термостатом-нагревателем *6*.

В процессе отработки методики было замечено, что после вакуумной возгонки $^{100}MoO_3$ при 700°C на стенках тигля появлялся черный налет $^{100}MoO_2$, по весу составляющий ≈1% от исходного веса $^{100}MoO_3$.

Согласно [9, 10], причиной появления MoO_2 является содержание в MoO_3 некоторой доли низших оксидов: Mo_2O_5, Mo_4O_{11}, Mo_5O_{14}, которые при возгонке MoO_3 в вакууме диспропорционируют по схеме Mo_2O_5(тв.) $\leftrightarrow$ MoO_3(газ) + MoO_2(тв.), Mo_4O_{11}(тв.) $\leftrightarrow$ $(MoO_3)_3$(газ) + MoO_2(тв.), оставляя в этих условиях MoO_2 в твердом (тв.) состоянии.

Поэтому после удаления основной массы $^{100}MoO_3$ нам понадобилась дополнительная технологическая операция для газификации остаточного $^{100}MoO_2$.

Принимая во внимание вышесказанное, разработанная методика извлечения ^{103}Ru состояла из последовательности трех технологических операций, реализуемых в три этапа. Рис. 3 иллюстрирует полученные результаты на каждом из трех этапов.

На первом этапе проводилась отгонка $^{100}MoO_3$ в вакууме при температуре 700°C. Для этого в тигель *7* загружали облученный порошок $^{100}MoO_3$

0	1 этап	2 этап	3 этап

Облученный образец $^{100}MoO_3$ в тигле перед обработкой	После возгонки $^{100}MoO_3$ в вакууме при 700°C	После обработки в атмосфере O_2 при 75 кПа и 475°C $^{100}MoO_2$ окислился до $^{100}MoO_3$	После возгонки $^{100}MoO_3$ в вакууме при 700°C
Остаток в тигле			
100% ^{103}Ru, 100% $^{100}MoO_3$	100% ^{103}Ru, $\leqslant$1% $^{100}MoO_3$	$\geqslant$97% ^{103}Ru, $\leqslant$1% $^{100}MoO_3$	$\geqslant$97% ^{103}Ru, $\leqslant$0.01% $^{100}MoO_3$

Рис. 3. Иллюстрация результатов поэтапного выделения ^{103}Ru из $^{100}MoO_3$.

массой 113 мг. После этого тигель опускали во внутреннюю ампулу *5*, которую в свою очередь помещали во внешнюю ампулу *4*. После герметизации ампулу *4* подсоединяли к вакуумному стенду, погрузив в термостат-нагреватель *6* на глубину 10 см. Вакуумирование проводили с помощью форвакуумного насоса *10* до давления $\approx 2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Затем на термостат-нагреватель подавали напряжение и в течение 45 мин поднимали температуру до 700°C, поддерживая это значение в течение 20 мин. $^{100}MoO_3$ сублимировался и осаждался на стенках ампулы *5*. По окончании процесса сублимации снимали термостат-нагреватель, охлаждали систему и извлекали внутреннюю ампулу и тигель. Взвешивали тигель и ампулу *5* для подведения баланса масс. Контроль активности ^{103}Ru в тигле до и после технологической операции проводили по относительной интенсивности γ-линии ^{103}Ru 497.08 кэВ. Установлено, что на первом этапе было удалено из тигля не менее 99% массы $^{100}MoO_3$, но при этом активность ^{103}Ru в тигле не изменилась. Однако на стенках тигля остался дымчатый черный налет $^{100}MoO_2$ (см. рис. 3, этап 1).

На втором этапе проводили окисление оставшегося в тигле $^{100}MoO_2$ до $^{100}MoO_3$. Для этого тигель помещали в чистую внутреннюю ампулу и проводили описанные выше подготовительные операции, после чего всю систему (при открытых вентилях *12–15*) вакуумировали до давления $\approx 2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Затем закрывали вентиль *15* и из баллона *1* заполняли всю систему кислородом с помощью редуктора *16* до давления 75 кПа, контролируемого с помощью датчика давления *2*. Далее, перекрывали вентиль *12*, подавали напряжение на термостат-нагреватель и поднимали температуру до 475°C, поддерживая это значение в течение 20 мин. После охлаждения ампулы *4* тигель извлекали, измеряли по площади пика полного поглощения интенсивность γ-линии 497.08 кэВ ^{103}Ru, взвешивали и определяли массу находящихся в нем окислов молибдена. В результате окисления (см. рис. 3, этап 2) дымчатый черный налет $^{100}MoO_2$ на стенках тигля приобретал светло-серый цвет, характерный для $^{100}MoO_3$. (Изменение веса при этой операции лежало в пределах погрешности измерений.) Было установлено, что относительное уменьшение активности ^{103}Ru в тигле после процедуры окисления, определяемое по интенсивности γ-линии ^{103}Ru 497.08 кэВ, не превышало 3%.

На третьем этапе, аналогичном этапу 1, в вакууме при температуре 700°C из тигля возгоняли остатки $^{100}MoO_3$ (т.е. уже окисленного $^{100}MoO_2$). Активность ^{103}Ru в тигле не изменялась, а стенки кварцевого тигля становились прозрачными (см. рис. 3, этап 3).

Для замыкания цикла обращения сырьевого изотопа ^{100}Mo осажденный на стенках ампулы *5*

$^{100}MoO_3$ смывали 10%-ным раствором гидроксида аммония NH_4OH. В результате взаимодействия $^{100}MoO_3$ с гидроксидом аммония в растворе образовывался парамолибдат аммония $(NH_4)_6{}^{100}Mo_7O_{24}$. Упаривая раствор и прокаливая осадок парамолибдата аммония, получали $^{100}MoO_3$ по реакции $(NH_4)_6{}^{100}Mo_7O_{24} = 6NH_3\uparrow + 7{}^{100}MoO_3 + 3H_2O\uparrow$, согласно методике [11, 12]. Потери $^{100}MoO_3$ при прокаливании парамолибдата аммония не превышали 4%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Активационным методом впервые измерен кумулятивный выход радиоизотопа ^{103}Ru при облучении мишени из $^{100}MoO_3$ ядрами ^4He с энергией 60.3 МэВ. Величина измеренного выхода ^{103}Ru составила $(4.93 \pm 0.84) \cdot 10^4$ Бк/(мкА · ч). Разработана экспериментальная методика для экспрессного газотермического извлечения радиоизотопа ^{103}Ru из облученной циклотронной мишени из $^{100}MoO_3$. Методика обеспечила извлечение из материала мишени не менее 97% ^{103}Ru и возврат для повторного использования не менее 96% $^{100}MoO_3$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”, приказ № 2751 от 28.10.2021 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sobolev A.S.* // Frontiers in Pharmacology. 2018. V. 9. № 952. P. 1. https://doi.org/10.3389/FPHAR.2018.00952
2. *Filosofov D., Kurakina E., Radchenko E.* // Nuclear Medicine and Biology. 2021. № 94. P. 1. https://doi.org/10.1016/J.NUCMEDBIO.2020.12.001
3. *Bernhardt P., Forssell-Aronsson E., Jacobsson L., Skarnemark G.* // Acta Oncologica. 2001. V. 40. № 5. P. 602.
4. *Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. Sect. B. 2010. V. 268. Iss. 11–12. P. 1818. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091
5. *Frenne D.* // Nucl. Data Sheets. 2009. V. 110. Iss. 10. P. 2081. https://doi.org/10.1016/j.nds.2009.08.002
6. *Ефимов А.И., Белокурова Л.П., Василькова И.П., Чечев В.П.* Свойства неорганических соединений. Справочник. Л.: Химия, 1983.
7. *Bell W.E., Tagami M.* // The Journal of Physical Chemistry. 1963. V. 67. P. 2432. https://doi.org/10.1021/j100805a042
8. *Garisto F.* // Atomic Energy. Canada Limited. 1988. AECL 9552.
9. *Казенас Е.К., Цветков Ю.В.* Термодинамика испарения окислов. М.: Изд-во ЛКИ, 2015.
10. *Blackburn P.E., Hoch M., Herrick L., Johnston H.L.* // J. Phys. Chem. 1958. V. 62. № 7. P. 769. https://doi.org/10.1021/j150565a001
11. *Лидин Р.А., Молочко В.А., Андреева Л.Л.* Химические свойства неорганических веществ / Под ред. Р.А. Лидина. М.: Химия, 2000.
12. *Zhoulan Y., Xinhai L.* // Transaction of NFsoc. 1994. V. 4. № 3. P. 46.

EDN: WDHMUH
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 38–45

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

УДК 53.072

БЛОК УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ ЧАСАМИ НА АТОМАХ ТУЛИЯ

© 2022 г. А. А. Головизин[a,*], В. В. Сошенко[a], Д. О. Трегубов[a], М. О. Яушев[a,b], Е. М. Агапов[b], Д. А. Мишин[a], Д. И. Проворченко[a], Н. Н. Колачевский[a,c]

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

[b] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*
Россия, 141701, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9

[c] *Международный центр квантовых технологий*
Россия, 121205, Москва, Территория инновационного центра "Сколково"

*****e-mail: artem.golovizin@gmail.com*

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.
После доработки 20.05.2022 г.
Принята к публикации 22.05.2022 г.

Приведены описание и характеристики разработанного электронного блока управления установкой лазерного охлаждения и оптических часов на атомах тулия. Блок выполнен в формфакторе оборудования для 19" телекоммуникационной стойки и включает в себя модуль управления на основе одноплатного компьютера, модули цифровых и аналоговых выходов, генераторов радиочастоты, токовых выходов, входов подключения термисторов, а также модуль контроля обратной связи. Программа управления электронным блоком запущена на встроенном одноплатном компьютере и доступна для подключения в локальной сети с веб-интерфейсом. Разработанные модули и электронный блок могут использоваться в экспериментах по лазерному охлаждению нейтральных атомов и ионов, а также в квантовой метрологии и вычислениях.

DOI: 10.31857/S0032816222050238

ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие квантовых технологий, в частности вычислителей и сенсоров, открывает новые возможности в науке и технике [1, 2]. Оптические атомные часы, появившиеся чуть более 30 лет назад, уже более чем в 100 раз [3, 4] превосходят по точности и стабильности любые другие стандарты частоты, в том числе первичный стандарт на основе цезиевых фонтанов и водородные мазеры. Недавно было продемонстрировано измерение разности гравитационного потенциала с относительной точностью лучше 10^{-4} при разности высот 450 м [5] и даже наблюдение гравитационного сдвига на масштабах 1 мм [6].

Управление такими и подобными установками требует контроля большого числа лазерных импульсов, магнитных полей и других параметров эксперимента. В связи с этим использование обособленных одноканальных приборов (генераторов, источников тока и т.п.) приводит к необходимости подключения к управляющей программе большого числа приборов, что, помимо громоздкости и дороговизны, значительно усложняет их контроль. Отдельные модули, например PCIe-6363 National Instruments [7], с цифровыми и аналоговыми входами/выходами доступны уже в течение большого времени, однако они не содержат ряд важных модулей (генераторов, источников тока). С развитием квантовых вычислителей, когда часто необходима мгновенная обработка данных с последующим изменением параметров эксперимента, стали появляться приборы с (почти) всеми необходимыми выходами (Sinara [8]), где управление и передача данных работает на системах ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема). В то время как такой подход позволяет реализовывать независимую модульную структуру, быструю передачу и обработку данных, он требует достаточных знаний устройства ПЛИС и методов ее программирования.

В настоящей работе мы предлагаем электронный блок управления установкой, который также предоставляет все необходимые модули (или имеет возможность их установки и интеграции), но без использования ПЛИС. Управление работой блока и отдельных модулей осуществляется через встроенный одноплатный компьютер BeagleBone Black [9]. Его особенности, как и характеристики установленных модулей, будут описаны

ниже. Разработанный блок уже успешно используется для управления экспериментом на недавно созданной второй системе оптических часов на атомах тулия [10].

Оптические часы на атомах тулия

Часовой переход между подуровнями тонкой структуры основного электронного состояния $4f^{13}(^2F^\circ)6s^2$ атома тулия на длине волны 1.14 мкм обладает рядом особенностей, которые делают его перспективным для создания высокоточных оптических часов на нейтральных атомах, и в особенности транспортируемых. Во-первых, этот переход происходит внутри 4f электронной оболочки, которая экранирована от внешних полей внешними заполненными 5s и 6s оболочками. Вследствие этого влияние статического электрического поля на частоту часового перехода мало, что было показано еще в 1983 году в работе Александрова [11] по наблюдению уширения линии в результате столкновения с буферным газом гелия. Этот результат был позже подтвержден в работе [12] в 1997 году. Также это приводит к малому сдвигу частоты часового перехода тепловым излучением окружения. В работах [13, 14] мы показали, что этот сдвиг для перехода 1.14 мкм в атомах тулия на 2–3 порядка меньше, чем для часовых переходов в других нейтральных атомах, и сравним с лучшими ионными системами. При комнатной температуре этот сдвиг составляет $2.3 \cdot 10^{-18}$ в относительных единицах частоты, что означает отсутствие необходимости точного контроля температуры окружения атомов. Более того, столь малая чувствительность к тепловому окружению позволила нам в новой системе [10] расположить атомную печку в 11 см от области удержания атомов, при этом тепловой сдвиг увеличился на $1 \cdot 10^{-18}$.

Второй важной особенностью атомов тулия являются удобные с практической точки зрения длины волн лазеров, необходимых для работы тулиевых оптических часов. Охлаждение осуществляется излучением с длинами волн 410 нм (первичное охлаждение) и 530 нм (вторичное охлаждение), которые могут быть получены удвоением частоты коммерческих мощных инфракрасных лазерных систем. Магическая длина волны оптической решетки, которая удерживает атомы во время опроса часового перехода, составляет 1063.65 нм (с погрешностью 0.15 нм), т.е. может быть использован мощный одночастотный волоконный лазер.

Третьей особенностью часового перехода в атомах тулия является возможность построения синтетической часовой частоты, которая нечувствительна к внешнему магнитному полю [15]. Для этого осуществляется одновременный опрос двух часовых переходов, которые происходят между различными сверхтонкими компонентами часовых уровней, и параллельная стабилизация частоты излучения к каждому из переходов.

Все вышеперечисленные особенности атома тулия особенно актуальны при создании компактных транспортируемых оптических часов, когда важную роль начинает играть простота и надежность подсистем (в том числе лазерных), а также возможность миниатюризации установки. В работе [10] мы продемонстрировали загрузку атомов тулия в магнитооптическую ловушку в схеме без использования классического зеемановского замедлителя. Размер вакуумной системы составил 50 × 20 × 20 см, вакуумный объем <5 л. Число захваченных атомов (более 10 млн) и время жизни атомов в ловушке (более 1 с) свидетельствовали о применимости разработанной компактной системы для создания оптических часов.

При сличении двух оптических часов на основе одного и того же атомного элемента используется прямое сравнение оптических частот, стабилизированных по атомному переходу. Для сличения оптических часов на разных атомах или ионах, а также с микроволновыми атомными часами используются оптические гребенки частот (см., например, [16] и ссылки в ней), которые могут быть стабилизированы по радиочастотной либо оптической опоре.

Помимо вакуумной и лазерной подсистем, важной частью установки является электроника. В нее входят источники тока, генераторы, цифровые и аналоговые входы/выходы, а также система контроля экспериментом. В стационарной установке тулиевых оптических часов, которая разрабатывалась нашей группой с 2000-х годов, эти блоки, представляющие собой отдельные приборы, добавлялись по мере расширения установки. В частности, для формирования управляющих импульсов используется плата National Instruments PCIe-6363 с самодельным буфером цифровых сигналов. При создании новой компактной установки было решено делать модульную систему электроники, о которой речь пойдет ниже.

ЭЛЕКТРОННЫЙ БЛОК

На основе опыта работы с многоканальным синтезатором радиочастот под управлением одноплатного компьютера BeagleBone Black было принято решение о построении электронного блока в соответствии со схемой, представленной на рис. 1. Фотография этого блока представлена на рис. 2. Ниже приведено описание отдельных модулей.

Модуль управления BBB

Центральной частью модуля BBB является одноплатный компьютер BeagleBone Black [9]. Он

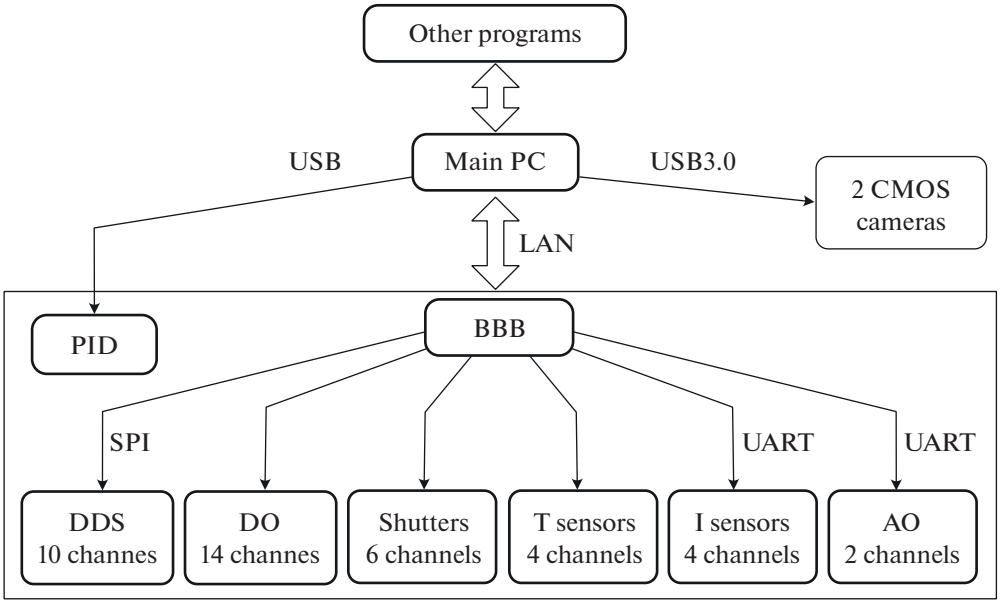


Рис. 1. Блок-схема электронного модуля. Other programs – пользовательские программы (скрипты, Jupyter notebooks); Main PC – основной компьютер, на котором запущена программа, взаимодействующая с UDP-сервером одноплатного компьютера BeagleBone Black (BBB) и двумя CMOS-камерами, которые регистрируют люминесценцию атомов; PID – ПИД-регулятор; DDS – цифровые синтезаторы частоты; DO – цифровые выходы; Shutters – выходы для управления механическими затворами; T – входы для подключения термисторов; I – токовые выходы; AO – выходы цифроаналоговых преобразователей. Модули вставлены в блок 19" стойки, объединены рамкой.

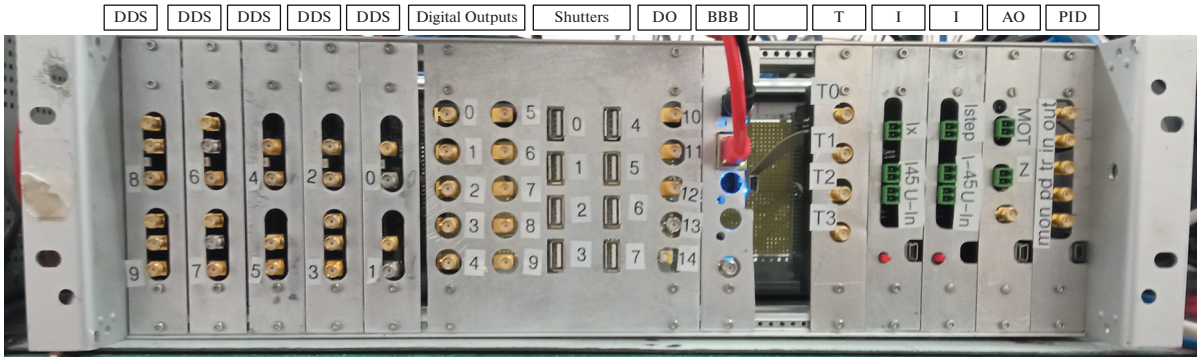


Рис. 2. Фотография электронного блока с установленными модулями. Обозначения аналогичны рис. 1. Один слот между BBB и T пустой (резервный).

имеет процессор AM335x 1GHz ARM® Cortex-A8 с 512MB DDR3 RAM оперативной памяти, 4 GB встроенной независимой памяти eMMC, графический акселератор, ускоритель операций с плавающей запятой NEON и два 32-битовых микроконтроллера PRU-0 и PRU-1 (Programmable Real-time Unit). Его 68 GPIO (general-purpose input/output) выходов буферизуются и/или транслируются на уровень 5 В (у BeableBone выходы 3.3 В) с использованием двунаправленного преобразователя уровней TXS0108E [17] и затем выводятся либо на заднюю панель (32-рядную), либо на IDC-разъемы.

Для управления установкой на одноплатном компьютере запускается программа, написанная на языке Python. Она имеет веб-интерфейс, написанный с использованием библиотеки Remi [18], а также отдельный сервер для обмена данными с основным компьютером (“Main PC” на рис. 1).

Для формирования цифровых сигналов и сигналов управления механическими затворами оптических пучков используется встроенный в микропроцессор контроллер PRU-1. За счет наличия общей области памяти, которая доступна микропроцессору и программам операционной системы, задание формы импульсов осуществляется путем записи последовательности импульсов в общую память, которую PRU-1 воспроизводит в режиме реального времени.

Плата управления имеет вход опорной частоты 10 МГц (SMA разъем внизу панели). Сигнал буферизуется с использованием операционного усилителя AD8021 и выводится на заднюю панель для использования модулями DDS – цифровых синтезаторов частоты.

Модуль цифровых выходов DO и управления механическими затворами "Shutters"

Модуль представляет собой плату с драйверами линий 50 Ом, которая подсоединена к плате управления (точнее, к буферизованным цифровым выходам) 20-проводным IDC-разъемом. Для использования отдельного канала в качестве цифрового выхода он выводится на SMA-разъем на передней панели устройства. Нулевой канал зарезервирован под триггер и, помимо вывода на переднюю панель (нулевой цифровой выход), также выведен на заднюю панель для синхронизации отдельных модулей.

Для использования отдельного канала в качестве выхода управления механическими затворами он выводится на один из выводов USB-A-разъема. Два из трех оставшихся выводов подсоединены к "земле", третий – к +5 В. Линия +5 В – "земля" формирует ток через одну из катушек шагового двигателя, задавая положение затвора "по умолчанию". Линия сигнал–"земля" осуществляет включение/выключение тока через вторую катушку шагового двигателя, тем самым реализуя поворот затвора.

В настоящий момент для формирования цифровых импульсов используются входы/выходы общего назначения BeagleBone Black. Вследствие последовательной записи значений выходов встроенным микроконтроллером PRU-1 возможны задержки до 100 нс между различными цифровыми каналами (см. рис. 3а, 3б). В то время как такой синхронизации более чем достаточно для управления экспериментом (минимальный масштаб времени 10 мкс), каждый из двух встроенных микроконтроллеров имеет прямой доступ к 10 (PRU-0) и 13 (PRU-1) цифровым входам/выходам, запись которых осуществляется за один цикл.

Для управления установкой оптических часов на атомах тулия используется 14 цифровых выходов и 6 выходов управления затворами.

Модули цифровых синтезаторов частоты DDS

Каждый модуль (плата) является двухканальным. Он основан на микросхемах цифрового синтезатора частоты AD9910 [19], которые при частоте внутреннего осциллятора 1 ГГц (стабилизируется по фазе к опорной частоте 10 МГц) могут генерировать частоты до 500 МГц. Дифференциальный выходной сигнал преобразуется трансформатором ADT1-1WT [20] в однополярный и затем через фильтр выводится на выходной разъем SMA. Запись режима работы DDS осуществляется по интерфейсу SPI одноплатным компьютером. Микросхема AD9910 имеет 3-битный цифровой интерфейс для выбора активного профиля генерации. Цифровой сигнал на данные выводы подается с внешних SMA-разъемов (на фотографии (см. рис. 2) это те разъемы на модулях DDS, возле которых не стоят номера). В зависимости от задачи мы используем 2 профиля (1 цифровой вход) или 4 профиля (2 цифровых входа). На плате предусмотрена возможность задействования всех восьми профилей при подключении третьего управляющего входа. В нашей установке к цифровым входам модулей DDS подключены каналы цифровых выходов платы DO, которые осуществляют включение/выключение генерации РЧ-сигнала либо переключение (для каналов с двумя цифровыми входами) между несколькими режимами.

Среди широкого набора возможностей генерирования и изменения выходного сигнала, доступных в микросхеме AD9910, мы остановимся на двух, используемых в нашем эксперименте.

В первом режиме осуществляется генерация синусоидального сигнала заданной частоты и амплитуды, которые сохранены в одном из восьми регистров (профилей) во внутренней памяти микросхемы. Переключение между профилями осуществляется с использованием вышеупомянутого 3-битного интерфейса. Таким образом, в модуле цифрового синтеза реализуется цифровая частотная, амплитудная или фазовая манипуляции сигнала на выходе.

Во втором режиме микросхема работает в качестве генератора сигналов произвольной формы с воспроизведением значений амплитуды (или частоты/фазы) из внутренней памяти RAM (до 1023 значений). С использованием этой опции мы, например, генерируем сигнал с изменяющейся амплитудой для просеивания атомов в оптической решетке [21].

На рис. 3в, 3г приведены спектры генерируемого сигнала 100 МГц при разных значениях отображаемого диапазона (span) и полосы разрешения (RBW). Низкий уровень пьедестала шумов и боковых частот (ниже 50 дБ по сравнению с несущей) полностью удовлетворяют требованиям к задающему генератору акустооптического модулятора. Важной особенностью работы синтезатора частоты является тот факт, что при уменьшении амплитуды генерируемого сигнала уровень шума вблизи несущей также уменьшается. Это делает возможным изменять мощность оптического излучения в большом динамическом диапазоне без ухудшения отношения сигнал/шум.

В текущем эксперименте необходимо 9 выходов генераторов частоты, в связи с чем установле-

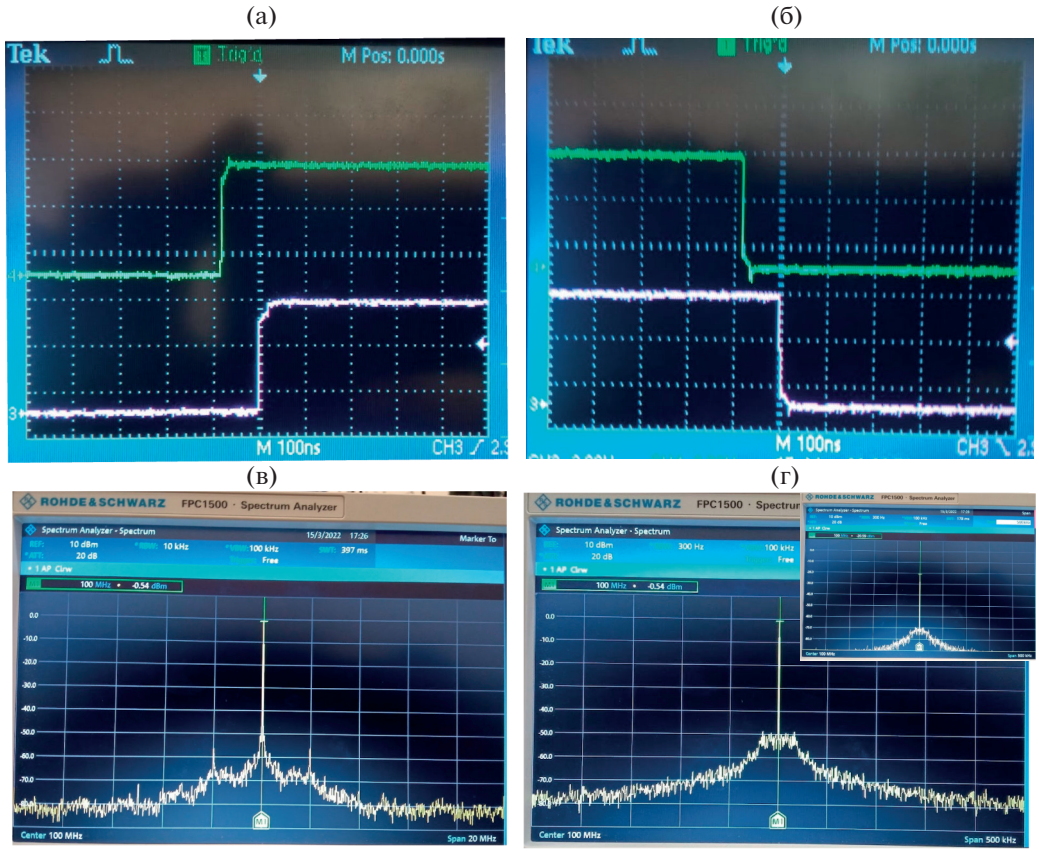


Рис. 3. а, **б** – измеренные сигналы от двух цифровых каналов, масштаб: по горизонтали – 100 нс, по вертикали – 2 В; **в**, **г** – измеренные спектры одного из выходов цифрового синтезатора частоты с центральной частотой 100 МГц и различными диапазоном измерений и разрешением: в полосе 20 МГц с разрешением 10 кГц (**в**), в полосе 500 кГц с разрешением 300 Гц (**г**). На вставке – спектр сигнала при уменьшенной в 10 раз амплитуде.

но 5 двухканальных модулей. Возможна установка до 16-ти модулей генераторов частоты, т.е. 32 канала.

Источники тока

В электронный модуль встроены 2 платы 5-канальных источников тока на основе микросхемы LTC2662 [22], каждый канал которой может выдавать до 300 мА. Данные источники тока объединены параллельным способом (для увеличения тока до 0.6 и 0.9 А) в 4 группы для формирования магнитного поля в компенсационных катушках (“Ix”, “I45” и “I-45 на фотографии, рис. 2) и в дополнительной катушке (“Istep”). На плате также установлены реле с гальванической развязкой для переключения полярности токов.

Для управления как значением токов отдельных каналов, так и переключением полярности используется плата Arduino Nano [23]. По задней панели передается сигнал триггера, который запускает таймер на Arduino, и в заданные моменты времени в соответствии с сохраненной последовательностью происходят необходимые изменения. Коммуникация с одноплатным компьютером происходит с использованием интерфейса UART.

Аналоговые выходы AO

Для формирования квадрупольного магнитного поля магнитооптической ловушки, а также для дополнительной “зеемановской” пары катушек необходимы бóльшие токи и напряжения (40 В, 2.5 А и 15 В, 5 А соответственно), чем приведены в спецификации для микросхемы LTC2662. В связи с этим мы используем импульсные лабораторные источники питания, ток в которых управляется аналоговым сигналом. Эти сигналы формируются с использованием двух цифроаналоговых преобразователей (ЦАП) MCP4725 [24]. Также как и в источниках тока, они управляются платой Arduino Nano.

Входы подключения термисторов T

Для контроля температуры отдельных частей экспериментальной установки (магнитных кату-

шек, фланца атомной печки и др.) используются аналоговые входы BeagleBone Black. На отдельной плате расширения установлен делитель напряжения, нижним плечом которого является подключаемый к входу SMA термистор 10 кОм (например, B57861-S-103-F40 от TDK EPCOS). Напряжение на делителе через повторитель на операционном усилителе измеряется одним из входов BeagleBone Black.

Пропорционально-интегрально-дифференцирующий контроллер PID

Этот модуль установлен в общий электронный блок и использует общее питание (+5 В, ±15 В), однако для управления подключается не к BeagleBone Black, а к основному компьютеру по USB. Такой выбор связан с тем, что настройка параметров пропорционально-интегрально-дифференцирующего (ПИД) контроллера (который используется для стабилизации длины усиливающего резонатора) осуществляется независимо от работы остальной части электронного модуля. Для работы с ПИД-контроллером написана отдельная программа (на языке Python с веб-интерфейсом на основе модуля Remi). Передача управления этим модулем основному компьютеру также связана с уменьшением загрузки процессора BeagleBone Black.

На фотографии этого модуля (см. рис. 2) можно видеть 5 разъемов SMA. Разъем “in” соответствует входу сигнала ошибки, а “out” – выходу управляющего напряжения. На вход “pd” подается сигнал с фотодиода для измерения мощности излучения, прошедшего через усиливающий резонатор. В зависимости от установленного режима работы на основе измерения микросхемой Arduino величины сигнала на входе “pd” можно менять смещение входного сигнала ошибки и/или коэффициент пропорционального усиления с целью увеличения стабильности привязки в условиях специально меняющейся мощности излучения в резонаторе (например, в ходе эксперимента по просеиванию атомов). Также при уменьшении сигнала на входе “pd” ниже некоторого заданного порогового значения контроллер может переходить в режим сканирования и поиска резонанса. Разъем “tr” в ПИД-контроллере предназначен для управления блокированием вышеупомянутой опции перехода в режим поиска при подаче на него +5 В. В другой конфигурации он также может быть использован в качестве “медленного” выхода для дополнительного управления. Выход “mon” подключается к осциллографу. С использованием встроенного переключателя на него может быть подан: 1) сигнал ошибки со смещением, 2) сигнал интенсивности с входа “pd”, 3) установленное значения порога интенсивности, 4) выходной сигнал.

CMOS-camera

В эксперименте по лазерному охлаждению и спектроскопии атомов тулия регистрируется люминесценция атомов с использованием фотокамер Basler (acA2040-55um [25] и a2c1920-160umBAS [26]), подключенных к основному компьютеру по USB3.0. Экспозиция фотокамер начинается по возрастающему фронту подаваемого на них цифрового сигнала с модуля цифровых выходов и может изменяться от 20 мкс до 10 с. Подпрограмма основной программы, запущенной на основном компьютере, считывает изображение с камеры и производит необходимую обработку для определения числа атомов, размера атомного облака и др. Калибровочные измерения показали, что при установке активной области 40 × 40 пикселей повторное измерение (считывание нового изображения) возможно уже через 2–3 мс, что позволит осуществлять измерение населенностей четырех атомных уровней менее чем за 15 мс.

Основная программа и компьютер Main PC

В то время как программа, запущенная на BeagleBone Black, позволяет изменять выходные значения отдельных модулей, будь то частота отдельного синтезатора, задержка или включение/выключение цифрового или аналогового импульса и т.п., для проведения экспериментов, в частности стабилизации частоты лазера по атомному переходу, необходимо циклично выполнять некоторую последовательность измерений и на их основе изменять какой-либо параметр. В связи со значительной вычислительной нагрузкой, необходимостью обработки изображений с фотокамер, построения графиков и работы графического интерфейса такое управление осуществляется программой, исполняемой на основном компьютере под управлением операционной системы Windows 11. При запуске она подключается к UDP (User Datagram Protocol — протокол пользовательских датаграмм) серверу, запущенному на BeagleBone Black, и может получать от него данные (например, информацию об окончании цикла, о текущей последовательности цифровых и аналоговых импульсов и т.п.) и посылать команды на изменение частоты заданного синтезатора, длительности импульса и др. Основная программа также запускает свой UDP-сервер.

Сторонние программы (Other programs)

Для расширения функционала основной программы была реализована возможность подключения к запущенному ею UDP-серверу сторонних программ, например отдельных скриптов, исполняемых либо в Jupyter Notebook, либо Jupyter Lab. Такой подход обоснован возможностью изменения или замены программ, которые опре-

деляют ход выполнения эксперимента, без перезапуска основной программы.

В ходе исполнения сторонние программы посылают основной программе команду о том, какие параметры установить (основная программа их затем пересылает BeagleBone Black), а по окончании элементарного цикла измерений и обработки полученных данных (изображений с фотокамер) получают из основной программы результаты измерения. Такой подход позволяет осуществлять быструю разработку и отладку исполняемых программ без необходимости интегрирования их в графический интерфейс основной программы. В качестве таких программ планируется реализовать автоматическое определение компенсирующих полей для устранения лабораторного магнитного поля в области облака атомов, оптимизацию различных этапов эксперимента (лазерного охлаждения, загрузки атомов в оптическую решетку, накачку и др.), в том числе с использованием машинного обучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный нами блок управления оптическими часами на основе атомов тулия представляет собой необходимый набор электронных модулей для проведения эксперимента по спектроскопии ультрахолодных атомов тулия. В него входят: 14 цифровых выходов; 8 выходов управления механическими затворами; 10 выходов цифровых генераторов частоты 1–500 МГц с амплитудой до 0 дБм; 4 токовых выхода 0.6–0.9 А; 2 аналоговых выхода 0–5 В; 4 входа для подключения термисторов 10 кОм; а также блок ПИД-контроллера. Стоит отметить, что такой набор модулей определялся потребностями конкретного эксперимента и легко может быть изменен и расширен при подключении второго электронного блока с объединением задних панелей. Так как взаимодействие управляющего модуля с другими модулями осуществляется с использованием SPI- и UART-протокола передачи данных, возможно подключение модулей нового типа или готовых приборов, которые поддерживают такие интерфейсы. Наличие второго микропроцессора PRU делает возможным подключение устройств с большим объемом передаваемых данных (например, быстрых многоканальных АЦП).

Использование одноплатного компьютера, встроенного в этот блок, позволяет осуществить его автономную работу с доступом к входам/выходам через веб-интерфейс с сервером на одноплатном компьютере. При необходимости, возможно подключение монитора и клавиатуры/компьютерной мыши к одноплатному компьютеру для полностью автономной работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-10108.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J., Peik E., Schmidt P.O.* // Reviews of Modern Physics. 2015. V. 87 (2). P. 637. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.87.637
2. *Safronova M.S., Budker D., DeMille D., Kimball D.F.J., Derevianko A., Clark C.W.* // Reviews of Modern Physics. 2018. V. 90 (2). P. 025008. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.025008
3. *Hinkley N., Sherman J.A., Phillips N.B., Schioppo M., Lemke N.D., Beloy K., Pizzocaro M., Oates C.C., Ludlow A.D.* // Science. 2013. V. 341 (6151). P. 1215. https://doi.org/10.1126/science.124042
4. *Brewer S.M., Chen J.S., Hankin A.M., Clements E.R., Chou C.W., Wineland D.J., Hume D.B., Leibrandt D.R.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. № 3. P. 033201. https://doi.org/0.1103/PhysRevLett.123.033201
5. *Takamoto M., Ushijima I., Ohmae N., Yahagi T., Kokado K., Shinkai H., Katori H.* // Nature Photonics. 2020. V. 14 (7). P. 411. https://doi.org/10.1038/s41566-020-0619-8
6. *Bothwell T., Kennedy C.J., Aeppli A., Kedar D., Robinson J.M., Oelker E., Staron A., Ye J.* // Nature. 2022. V. 602 (7897). P. 420. https://doi.org/10.1038/s41586-021-04349-7
7. https://www.ni.com/en-us/support/model.pcie-6363.html
8. https://sinara-hw.github.io/
9. https://beagleboard.org/black
10. *Golovizin A., Tregubov D., Mishin D., Provorchenko D., Kolachevsky N.* // Optics Express. 2021. V. 29 (22). P. 36734. https://doi.org/10.1364/OE.435105
11. *Александров Е.Б., Котылев В.Н., Василевский К.П.* // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 54. С. 3.
12. *Hancox C.I., Doret S.C., Hummon M.T., Luo L., Doyle J.M.* // Nature. 2004. V. 431 (7006). P. 281. https://doi.org/10.1038/nature02938
13. *Sukachev D., Fedorov S., Tolstikhina I., Tregubov D., Kalganova E., Vishnyakova G., Golovizin A., Kolachevsky N., Khabarova K., Sorokin V.* // Physical Review A. 2016. V. 94 (2). P. 022512. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.94.022512
14. *Golovizin A., Fedorova E., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N.* // Nature communications. 2019. V. 10 (1). P. 1. https://doi.org/10.1038/s41467-019-09706-9
15. *Golovizin A.A., Tregubov D.O., Fedorova E.S., Mishin D.A., Provorchenko D.I., Khabarova K.Y., Sorokin V.N., Kolachevsky N.N.* // Nature communications. 2021. V. 12 (1). P. 1. https://doi.org/10.1038/s41467-021-25396-8
16. *Gubin M.A., Kireev A.N., Tausenev A.V., Konyashchenko A.V., Kryukov P.G., Tyurikov D.A., Shelkovikov A.S.* // Laser Phys. 2007. V. 17. P. 1286. https://doi.org/10.1134/S1054660X07110023

17. https://www.ti.com/lit/ds/symlink/txs0108e.pdf?ts=1646728324629&ref_url=https%253A%252F%252Fwww.google.com%252F
18. https://github.com/rawpython/remi
19. https://www.analog.com/en/products/ad9910.html
20. https://www.minicircuits.com/WebStore/dashboard.html?model=ADT1-1WT
21. *Мишин Д.О., Проворченко Д.И., Трегубов Д.О., Головизин А.А., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н.* // Квантовая электроника. 2022. № 52. № 6. Принята к печати
22. https://www.analog.com/en/products/ltc2662.html
23. https://docs.arduino.cc/hardware/nano
24. https://www.microchip.com/en-us/product/MCP4725
25. https://www.baslerweb.com/ru/produkty/kamery/matrichnye-kamery/ace/aca2040-55um/
26. https://www.baslerweb.com/en/products/cameras/area-scan-cameras/ace2/a2a1920-160umbas/

EDN: UQVALW
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 46–52

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.087.4

ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ В УМНОЖИТЕЛЯХ НА ОСНОВЕ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИН

© 2022 г. К. С. Ершов[a,*], С. А. Кочубей[b], А. В. Бакланов[a]

[a] *Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского СО РАН*
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Институтская, 3

[b] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН*
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

**e-mail: kershov93@gmail.com*

Поступила в редакцию 02.03.2022 г.
После доработки 11.05.2022 г.
Принята к публикации 17.06.2022 г.

Обнаружена сильная зависимость формы времяпролетного масс-спектра от величины сигнала при детектировании ионов вторичным электронным умножителем на основе микроканальной пластины. Ионы создавались при фотоионизации атомов, генерируемых при лазерном испарении металлов. Полученные результаты указывают на то, что этот эффект связан с насыщением чувствительности детектора и особенно сильно проявляется при регистрации поступательно холодных ионов. Этот эффект может приводить к большим искажениям масс-спектра при использовании времяпролетной масс-спектрометрии в сочетании с молекулярно-пучковым отбором проб.

DOI: 10.31857/S0032816222060039

ВВЕДЕНИЕ

Времяпролетная масс-спектрометрия (TOF MS – Time-of-flight mass spectrometry) [1], а также ее модификация – так называемый метод визуализации карт скоростей (VMI – Velocity Map Imaging) [2] широко используются в различных химических и фотохимических экспериментах. При этом наиболее часто используемым в данных экспериментальных методах детектором, а в случае VMI и единственным, является вторичный электронный умножитель на основе микроканальных пластин (МКП). В данной работе показано, что при использовании такого детектора могут возникать существенные искажения вида масс-спектра, связанные с эффектом насыщения чувствительности детектора, что может иметь место и при невысоком уровне измеряемого сигнала.

В работе [3] исследовался механизм фотодиссоциации гексакарбонила вольфрама $W(CO)_6$ с использованием времяпролетной масс-спектрометрии и измерения карт скоростей фотофрагментов. При этом регистрировались фотоионы атомов вольфрама и был обнаружен большой изотопный эффект в пользу легких изотопов вольфрама. В данной работе были предложены два возможных объяснения наблюдаемого изотопного эффекта: 1) разная эффективность фотодиссоциации изотопсодержащих молекул гексакарбонила вольфрама под действием излучения 4-й гармоники Nd-YAG-лазера; 2) разная эффективность фотоионизации на атомных переходах для разных изотопов вольфрама.

В данной работе рассмотрен “изотопный эффект”, возникающий в результате искажения сигнала при регистрации времяпролетных масс-спектров с помощью умножителей вторичных электронов на основе МКП. Полученные нами результаты показали, что наблюдаемый эффект связан с насыщением чувствительности детектора. Этот вывод подтвержден и представленными в данной работе результатами для атомов титана. Результаты этих экспериментов, а также анализ природы данного эффекта и его количественные оценки представлены ниже.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Молекулярный сверхзвуковой пучок формировался с помощью импульсного клапана. Атомы вольфрама или титана генерировались в результате лазерного испарения металла с поверхности титанового или вольфрамового стержня, расположенного рядом со срезом сопла клапана. Испарение осуществлялось излучением 2-й/4-й гармоники импульсного (7 нс) твердотельного Nd^{3+}:YAG-лазера (Lotis TII LS-2137).

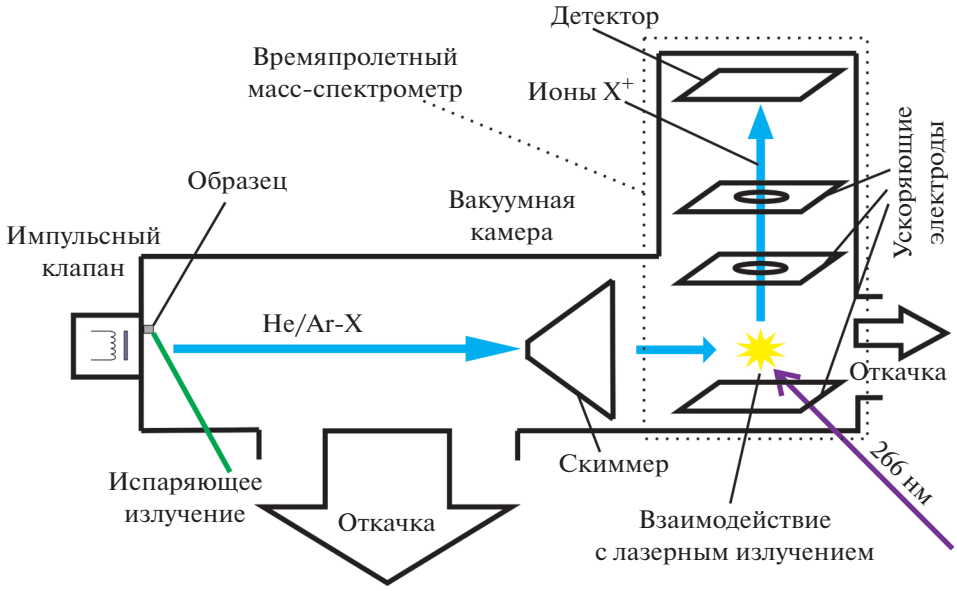


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. X – атомы титана и вольфрама.

В качестве газа-носителя использовались гелий и аргон. Энергия испаряющего лазерного импульса варьировалась в пределах 10–56 мДж.

На расстоянии 50 мм от среза сопла расположена коническая диафрагма (скиммер), которая вырезает центральную часть пучка диаметром 3 мм. Атомы, распространяющиеся в центральной части пучка, достигают области взаимодействия с лазерным излучением, где происходит их фотоионизация. Для этого используется четвертая гармоника лазера Nd^{3+}:YAG (Lotis TII LS-2137). Образовавшиеся ионы вытягиваются электрическим полем в сторону детектора. Электрическое поле создается плоскими пластинами с круглыми отверстиями, на которые подается напряжение. Электроды выполняют роль электростатических линз, причем фокальная плоскость системы этих линз совпадает с плоскостью детектора. В результате угловое распределение ионов по скоростям переводится в пространственное распределение на детекторе, т.е. ионы с одинаковой поперечной по отношению к направлению вытягивания компонентой скорости попадают в одну точку на поверхности детектора.

Ионы регистрируются с помощью детектора, состоящего из двух МКП шевронной сборки, и анода – люминесцентного экрана (Hamamatsu F2225-21P и МКП 50-12 Baspik). Сигнал регистрируется с помощью осциллографа Keysight DSO-X 2022A.

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЕ МАСС-СПЕКТРЫ ИОНОВ ВОЛЬФРАМА И ТИТАНА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ

При регистрации времяпролетных масс-спектров ионов вольфрама и титана мы наблюдали сильное отклонение соотношения изотопных пиков от отношения, соответствующего их природному содержанию, в пользу легких изотопов. В данной работе аналогичный эффект наблюдался и при лазерном испарении вольфрама, а также и титана.

Времяпролетный масс-спектр ионов вольфрама при разной энергии возбуждающего лазерного импульса представлен на рис. 2. Как видно, при увеличении энергии ионизирующего лазерного импульса амплитуда сигнала всех пиков изотопов вольфрама возрастает, а соотношение этих пиков меняется аналогично наблюдаемому нами ранее в работе [3] при фотодиссоциации молекул гексакарбонила вольфрама, а именно: значительное относительное увеличение пика легкого изотопа ^{182}W по сравнению с изотопами ^{184}W и ^{186}W. При уменьшении энергии ионизирующего лазерного импульса величина “изотопного” эффекта уменьшается, распределение амплитуд пиков стремится к природному содержанию.

Такой же эффект наблюдался и в эксперименте, в котором менялась энергия импульса другого лазера, производящего испарение металлической мишени. При этом увеличивалось количество испаренного вольфрама и соответственно возрастала концентрация его атомов в молекулярном пучке. Результаты этого эксперимента представлены на рис. 3. Видно, что при увеличении концентра-

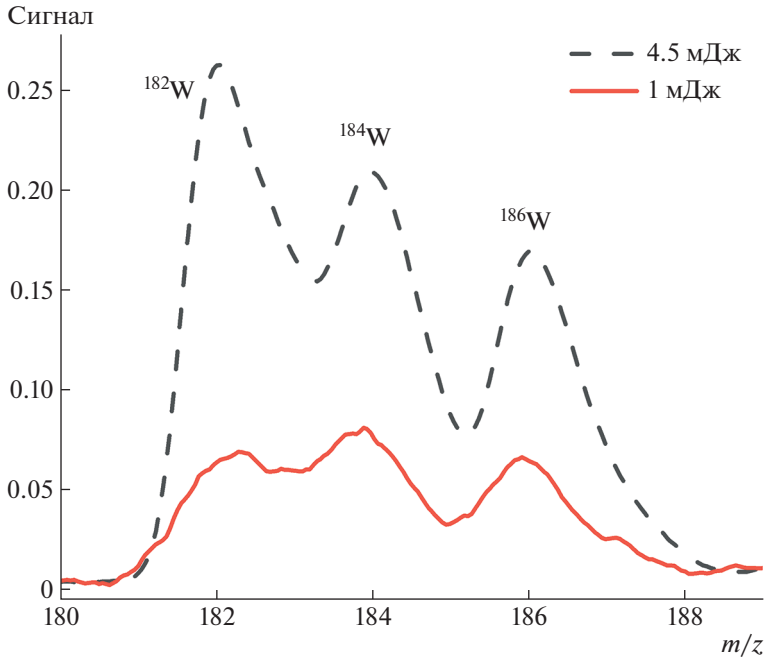


Рис. 2. Времяпролетный масс-спектр атомов вольфрама, генерируемых при лазерном испарении вольфрама, при разной энергии ионизирующего лазерного импульса.

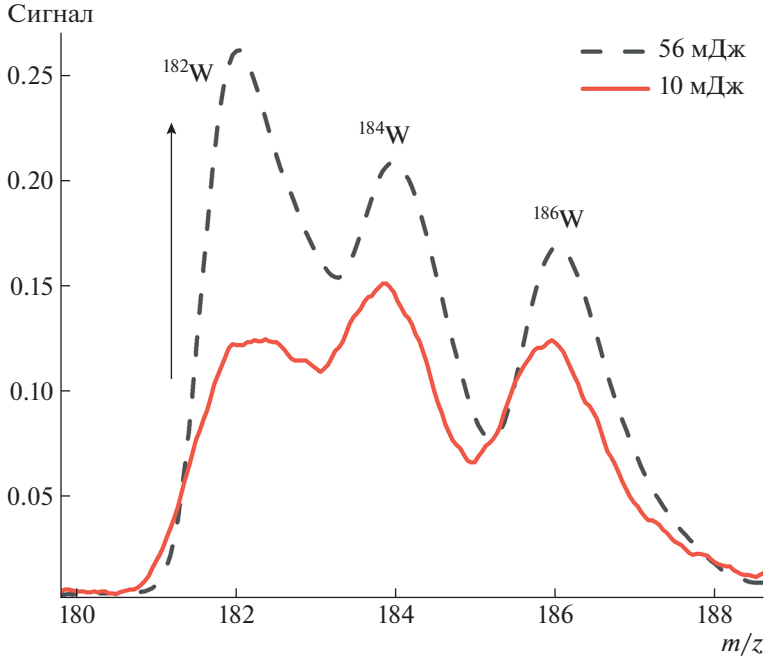


Рис. 3. Времяпролетный масс-спектр атомов вольфрама, генерируемых при испарении вольфрама, при разной энергии испаряющего лазерного импульса.

ции атомов вольфрама соответственно растет интегральный сигнал от всех изотопов, но при этом амплитуды пиков более легких изотопов растут быстрее.

Кроме того, оказалось, что соотношение изотопных пиков меняется и просто при изменении напряжения питания вторичного электронного умножителя. Результаты этого эксперимента

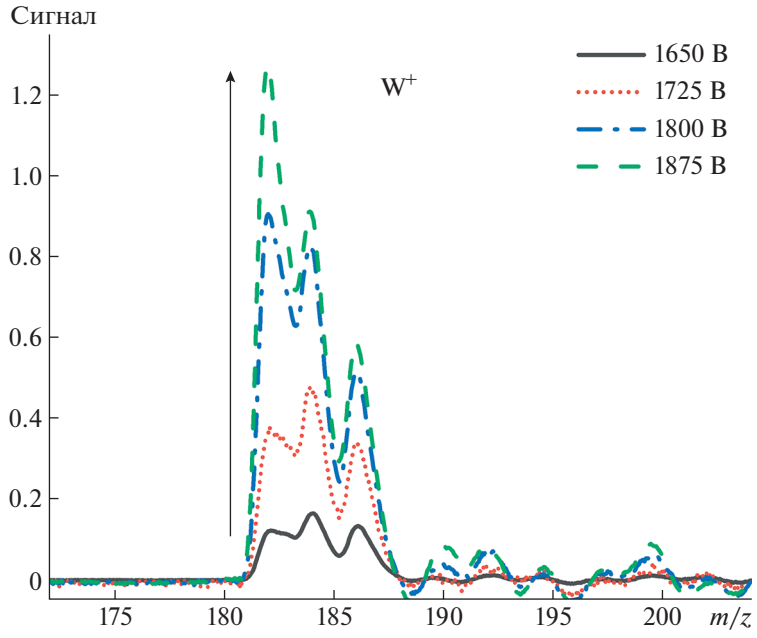


Рис. 4. Зависимость изотопной структуры масс-пика атомов W от напряжения на МКП.

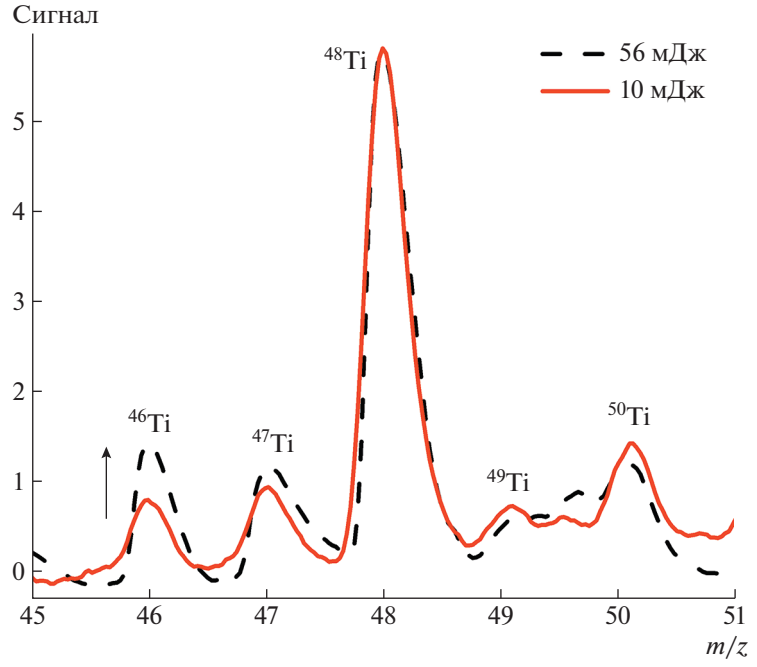


Рис. 5. Времяпролетный масс-спектр атомов Ti, генерируемых при лазерном испарении титана.

представлены на рис. 4. Увеличение сигнала сопровождается изменением соотношения изотопных пиков в пользу легких изотопов.

Такой же эффект наблюдается при фотоионизации атомов титана, генерируемых в результате испарения титана, где также “изотопный” эффект проявляется при больших амплитудах сигнала (рис. 5). При этом при увеличении энергии импульса испаряющего лазера происходит непропорциональное увеличение амплитуды изотопных пиков: пики легких изотопов увеличиваются больше, чем пики более тяжелых изотопов.

Таким образом, этот эффект наблюдается для каждого из двух исследованных металлов и при

каждом из двух использованных методов генерации атомов металла. Эффект имеет пороговый характер по величине сигнала, причем величина порога различается для разных способов генерации. Ниже обсуждается природа этого эффекта.

ИЗОТОПНЫЙ ЭФФЕКТ МКП-ДЕТЕКТОРА

Далее мы называем этот эффект “псевдоизотопным”, поскольку он должен иметь место не только для изотопных пиков во времяпролетном масс-спектре, но и для произвольных пиков, недалеко отстоящих друг от друга по времени прилета на детектор. Мы полагаем, что этот “псевдоизотопный” эффект связан с насыщением чувствительности детектора, в качестве которого используется вторичный электронный умножитель на основе сборки, состоящей из двух МКП. Схематическое изображение одной пластины и принцип усиления сигнала в МКП-детекторе показаны на рис. 6. МКП являются структурами, состоящими из большого числа стеклянных каналов, внутренняя поверхность которых покрыта проводящим слоем с большим коэффициентом вторичной эмиссии. Когда ион попадает в канал, он выбивает из стенки электроны, ускоряющиеся электрическим полем и опять соударяющиеся со стенкой канала и выбивающие вторичные электроны. Многократное повторение этого процесса приводит к усилению сигнала.

В настоящей работе использовались два детектора: МКП 50-12 (компания Баспик) шевронного типа, диаметр каналов 12 мкм, рабочий диаметр МКП 44 мм, коэффициент усиления 10^7, сопротивление МКП $5 \cdot 10^7 – 2 \cdot 10^8$ Ом [5]; а также детектор ионов F2225-21P (Microchannel plate assembly) фирмы Hamamatsu, диаметр каналов 12 мкм, рабочий диаметр МКП 42 мм, коэффициент усиления 10^6, сопротивление около $4 \cdot 10^7$ Ом, емкость пластин 140 пкФ [4]. Важной для дальнейшего обсуждения является такая характеристика используемых МКП, как коэффициент прозрачности – отношение суммарной площади входных отверстий всех каналов к рабочей площади всей пластины, в нашем случае этот коэффициент для обоих детекторов равнялся 0.5. Из приведенных выше параметров пластин следует, что плотность числа каналов использованных МКП составляла $4.4 \cdot 10^3$ мм$^{-2}$. На рис. 7 приведена схема включения времяпролетного масс-спектрометра и детектора ионов.

При регистрации ионов на каналах МКП остается заряд, что приводит к заметному изменению исходного распределения потенциалов между входом и выходом этих каналов, поэтому канал, который зарегистрировал ион, а также близко расположенные каналы на некоторое время (“мертвое время”) теряют чувствительность [6, 7].

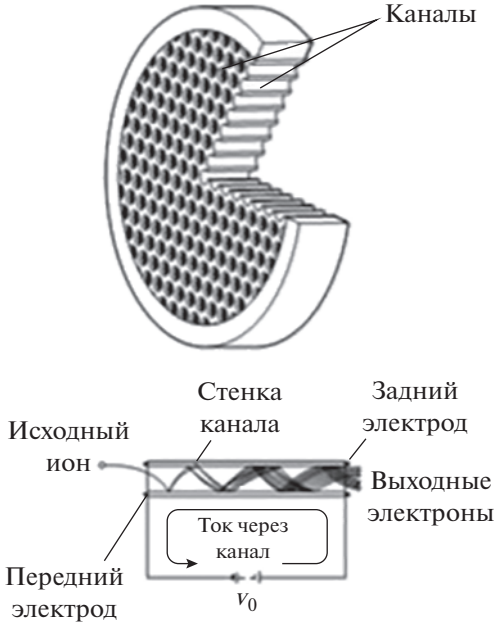


Рис. 6. Схематическое изображение и принцип работы вторичного электронного умножителя на основе МКП [4].

Это падение чувствительности тем больше, чем больше амплитуда первого пика.

Величина заряда одного конкретного канала, в котором произошла регистрация иона, определяется коэффициентом усиления детектора, т.е. напряжением питания. Полный же нескомпенсированный заряд участка пластины, на который падает регистрируемый поток ионов, будет равен сумме зарядов всех каналов, которые участвовали в регистрации, т.е. числу зарегистрированных ионов. Мы провели некоторые оценки. Количество регистрируемых ионов оценили равным отношению площади регистрируемого сигнала к площади усредненного шумового импульса. Исходя из этого, получили, что исследуемый эффект наблюдался уже при сигналах, равных 200-м зарегистрированным ионам. При этом площадь детектора, на которую падал поток регистрируемых ионов, была примерно 5 мм^2. Площадь оценивали визуально, по светящемуся пятну на люминофоре анода МКП-сборки. Таким образом, полное число каналов в рабочей зоне равнялось примерно $2 \cdot 10^4$. Это на два порядка больше, чем число регистрируемых ионов. Отсюда можно сделать вывод, что один канал, зарегистрировавший ион, не только сам на какое-то время теряет чувствительность, но также снижает чувствительность около ста соседних каналов.

Через время $\tau = RC$ заряд МКП компенсируется от источника питания. Как правильно оценить величину $\tau = RC$? Точный количественный ответ дать сложно.

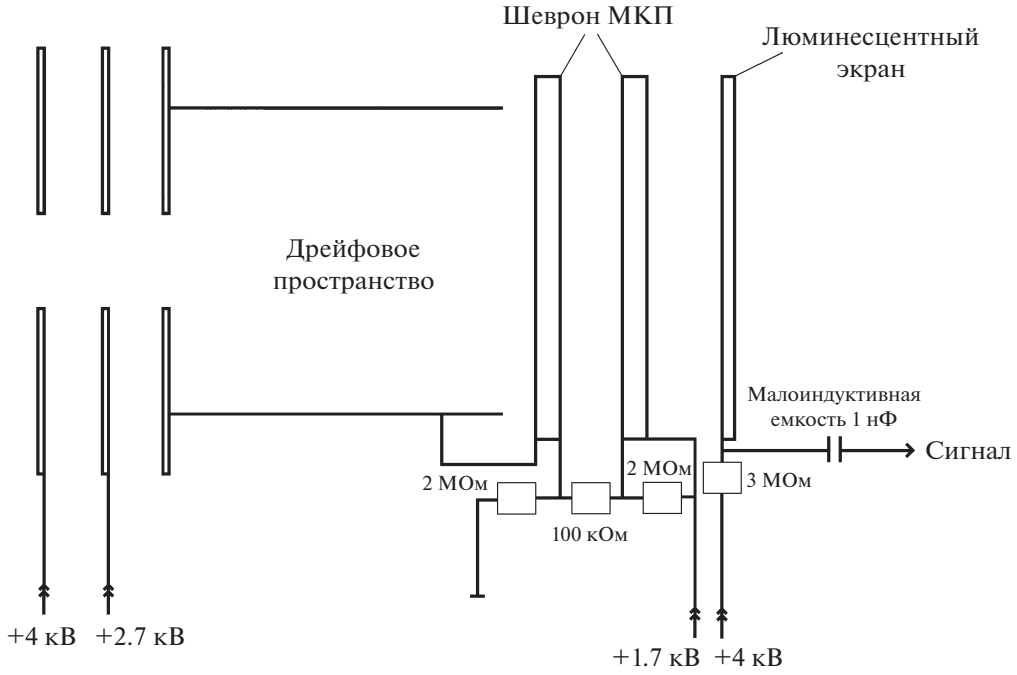


Рис. 7. Схема включения времяпролетного масс-спектрометра и детектора ионов.

Если считать, что при регистрации каждого изотопного пика используется вся рабочая поверхность МКП (или значительная ее часть), то емкость МКП $C \approx 10^{-10}$ Ф, а R определяется сопротивлением внешнего делителя, т.е. $R \approx 10^6$ Ом. Таким образом, получаем $\tau = RC \approx 10^{-4}$ с, что является явно завышенной оценкой. Правильно, по-видимому, для оценки "мертвого" времени учитывать локальный характер насыщения сигнала, так как ионы изотопов вольфрама в условиях наших экспериментов попадают на небольшой по площади участок поверхности МКП. В наших экспериментах для W^+ площадь пятна на поверхности детектора составляла примерно 5 мм^2, т.е. емкость регистрирующего участка детектора в 300 раз меньше емкости всей МКП. Во столько же раз должна уменьшиться и постоянная времени восстановления работоспособности детектора, что дает оценку $\tau \approx 3 \cdot 10^{-7}$ с.

По-видимому, и эта оценка времени релаксации детектора к рабочему состоянию завышена, так как кроме времени полной компенсации заряда, возникающего при регистрации от источника питания, должна существовать более быстрая начальная стадия растекания этого заряда по поверхности пластины и частичной его компенсации зарядом соседних участков. Этот процесс может иметь существенное значение в случае локального характера регистрации сигнала.

Подобный "псевдоизотопный" эффект наблюдался также в работе [8], где регистрировались ионы Ag^+, а также в работе [9], где регистрировались изотопы ионов Si и C [9]. В отличие от работ [8, 9], в наших экспериментах этот эффект был выражен гораздо сильнее.

Наличие "мертвого времени" – известный эффект в работе МКП. Оценки этого времени в разных работах сильно различаются. Например, в работе [8] "мертвое время" оценивалось авторами равным не менее чем 300 нс, что совпадает с нашей оценкой по емкости для локального участка. В работе [10] авторы оценили время восстановления одного канала в 37.5 мс. Особо следует отметить работу [11], где была сделана попытка измерить напрямую величину "мертвого времени", для чего использовалась техника сдвоенных импульсов. В отличие от нашей и других цитированных выше работ, первичные электроны создавались световым импульсом, который засвечивал все 10 каналов МКП, использующихся в эксперименте, измеренное "мертвое время" получилось равным 50 мкс. В случае же ионного сигнала, даже если для регистрации используется малая область МКП, далеко не все каналы будут насыщаться полностью. По этой причине чувствительность пластины не должна "проседать" до нуля. При оценке времени релаксации в этом случае следует учитывать перетекание заряда между соседними каналами. Следует отметить, что даже самое малое из оцениваемых значений "мертвого времени", равное 300 нс, соответствует значительному диапазону масс ионов. Например, в условиях наших экспериментов этот временной

интервал соответствует диапазону масс 20 а.е.м, начиная с массы самого легкого изотопа ^{180}W. Таким образом, этот эффект может существенно искажать масс-спектры, регистрируемые с помощью времяпролетного спектрометра.

Следует отметить, что имеется повышенная вероятность проявления данного эффекта в экспериментах с молекулярно-пучковым отбором проб, как это имеет место в наших экспериментах. Дело в том, что в молекулярном пучке поперечная поступательная температура атомов и молекул очень мала и составляет единицы кельвина. Ионы создаются в малой области ионизации, образованной пересечением лазерного и молекулярного пучков. Из-за малой поступательной температуры ионов образующееся ионное облако не "расплывается" за время движения ионов к детектору. В результате ионы попадают на детектор в область небольшого размера, что приводит к достаточно высокой плотности прилетающих ионов. Результатом этого является насыщение чувствительности детектора локально в этой области детектора. Поэтому при молекулярно-пучковом отборе проб этот эффект может проявляться уже при небольших уровнях сигнала. При более высокой поступательной температуре ионов за время дрейфа к детектору пучок будет заметно расходиться и попадать на всю или значительную часть поверхности детектора. В этом случае эффект насыщения чувствительности будет иметь место при больших значениях регистрируемого сигнала. Для контроля наличия этого эффекта следует проверять неизменность отношения изотопных пиков или других близко расположенных по массе пиков при различных уровнях сигнала. Понижение уровня сигнала обеспечивается уменьшением количества генерируемых ионов, например уменьшением энергии лазерного импульса при фотоионизации или уменьшением напряжения питания детектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при детектировании времяпролетных масс-спектров ионов вторичным электронным умножителем на основе МКП необходимо иметь в виду, что при потоке ионов на детектор, соответствующем примерно 10^{-2} ионов на канал, могут возникать искажения соотношения пиков с близкими массами. Искажение возникает в связи с тем, что после регистрации иона на поверхности детектора чувствительность детектора в месте регистрации восстанавливается в течение некоторого времени ("мертвое" время). Поэтому прилетающий с задержкой по времени, меньшей, чем "мертвое" время, ион большей массы регистрируется детектором с меньшей чувствительностью. Это "мертвое" время оценено равным 300 нс. Необходимость контроля этого эффекта особенно актуальна при использовании времяпролетной масс-спектрометрии в сочетании с молекулярно-пучковым отбором проб. В этом случае низкая поступательная температура ионов приводит лишь к незначительному "расплыванию" ионного облака на пути его дрейфа к детектору и, как следствие, к относительно высокой локальной плотности ионов, попадающих на поверхность детектора. К такому же эффекту приводит и наличие фокусирующей электронной оптики в масс-спектрометре. Для контроля наличия этого эффекта достаточно проверять неизменность отношения изотопных пиков или других близко расположенных по массе пиков при разных уровнях сигнала.

БЛАГОДАРНОСТИ

К.С. Ершов и А.В. Бакланов (ИХКГ СО РАН) благодарят Министерство науки и высшего образования РФ за финансовую поддержку в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wiley W.C., McLaren I.H.* // Rev. Sci. Instrum. 1955. Т. 26. № 12. С. 1150. https://doi.org/10.1063/1.1715212
2. *Eppink A.T.J.B., Parker D.H.* // Rev. Sci. Instrum. 1997. Т. 68. № 9. С. 3477. https://doi.org/10.1063/1.1148310
3. *Ershov K.S., Kochubei S.A., Baklanov A.V.* // J. Phys. Chem. A. 2019. Т. 123. № 36. С. 7751. https://doi.org/10.1021/acs.jpca.9b06793
4. Hamamatsu Photonics. MCP (microchannel plate) and MCP assembly 2016. URL: http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/MCP_TMCP0002E.pdf
5. Baspic Microchannels technology. Детектор с МКП 50-12. URL: https://baspik.com/images/product/pdf/mcp_d_50-12.pdf
6. *Cho D.J., Morris G.M.* // SPIE. 1988. Т. 976. С. 172. https://doi.org/10.1117/12.948543
7. *Sharma A., Walker J.G.* // Rev. Sci. Instrum. 1992. Т. 63. № 12. С. 5784.
8. *Stephan T., Zehnpfenning J., Benninghoven A.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1994. Т. 12. № 2. С. 405. https://doi.org/10.1116/1.579255
9. *Stephan T., Heck P.R., Isheim D., Lewis J.B.* // Int. J. Mass. 2015. Т. 379. С. 46. https://doi.org/10.1016/j.ijms.2014.12.006
10. *Дмитриев В.Д., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э., Саттаров Д.К.* // ПТЭ. 1982. № 2. С. 7.
11. *Giudicotti L., Bassan M., Pasqualotto R., Sardella A.* // Rew. Sci. Instrum. 1994. Т. 65. № 1. С. 247. https://doi.org/10.1063/1.1144791

EDN: NMRRSM
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 53–60

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.525

КОМПРЕССИЯ ПУЧКА БЫСТРЫХ АТОМОВ АРГОНА ДЛЯ ПОЛИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

© 2022 г. А. С. Метель[a,*], С. Н. Григорьев[a], М. А. Волосова[a], Ю. А. Мельник[a], Э. С. Мустафаев[a]

[a] *Московский государственный технологический университет "СТАНКИН" Россия, 127994, Москва, Вадковский пер., 3а*

**e-mail: a.metel@stankin.ru*

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.
После доработки 17.06.2022 г.
Принята к публикации 18.06.2022 г.

Приведены результаты исследования источника пучка быстрых атомов аргона, получаемых нейтрализацией зарядов ускоренных ионов при пролете через ускоряющую сетку в виде набора плоскопараллельных пластин. Ионы ускоряются из плазменного эмиттера напряжением отрицательной полярности на сетке, влетают в зазоры между ее пластинами и при приближении к их поверхностям вызывают эмиссию электронов, нейтрализующих их заряд. Эквивалентный ток пучка вылетающих из сетки быстрых атомов составляет до 90% тока в ее цепи, а их энергия равна энергии ионов, соответствующей ускоряющему напряжению между плазменным эмиттером и сеткой. Для увеличения плотности тока пучка быстрых атомов на обрабатываемой поверхности участки пластин сетки, обращенные к плазменному эмиттеру, выполнены в форме сегмента круга. Движение ионов и образованных внутри сетки быстрых атомов к центру этого круга позволяет на порядок снизить ширину пучка и увеличить плотность потока быстрых атомов без уменьшения угла их падения на обрабатываемую поверхность. Компрессия пучка значительно повышает эффективность полирования поверхности пучком быстрых нейтральных атомов аргона с углом падения на поверхность 80°.

DOI: 10.31857/S0032816222060088

ВВЕДЕНИЕ

Источники широких ионных пучков применяют для модификации поверхности изделий, в том числе для имплантации в нее необходимых химических элементов, травления поверхности, ее полирования и сопровождения синтеза различных функциональных покрытий. Каждый источник содержит газоразрядную камеру, в которой создается плазменный эмиттер, а также ионно-оптическую систему для ускорения ионов и формирования пучка. Основным недостатком многих ионных источников является применение для получения плазменного эмиттера термоэмиссионных катодов, которые выходят из строя в среде химически активных газов, например кислорода [1, 2]. Для получения ионов химически активных газов применяют источники с генерацией плазменного эмиттера в высокочастотном разряде или в тлеющем разряде с холодным катодом [3, 4].

При обработке ионными пучками диэлектрических изделий происходит накопление положительного заряда на поверхности и в объеме материала. Во многих случаях это ограничивает область применения ускоренных ионов. В связи с этим получили распространение источники пучков быстрых нейтральных атомов, получаемых нейтрализацией заряда ускоренных ионов. Например, в работе [5] описаны источники быстрых нейтральных атомов с генерацией плазменных эмиттеров в высокочастотном разряде. Их недостатками являются ограниченная энергия ускоренных частиц и, следовательно, скорость распыления материалов, а также необходимость согласования высокочастотных источников питания с плазменной нагрузкой и отрицательное влияние излучения высокой частоты на электронные приборы и здоровье персонала.

Энергия ускоренных частиц и скорость распыления ими материалов заметно выше в источниках быстрых нейтральных атомов с генерацией плазменного эмиттера тлеющим разрядом с удержанием электронов в электростатической ловушке [6–8]. Обычно ловушка образована полым катодом и отрицательной по отношению к нему эмиссионной сеткой. В работе [6] из заполняющей полый катод диаметром 21 см однородной плазмы через отверстия ускоряющей сетки влетают в вакуумную камеру ионы аргона с энергией до 3 кэВ. В результате столкновений с перезарядкой при давлении аргона 0.2 Па ионы превраща-

ются в быстрые нейтральные атомы на расстоянии около 10 см от сетки. При меньших давлениях начинается рост разрядного напряжения и разряд погасает, а при давлении более 0.5 Па через отверстия сетки происходят пробои между плазменным эмиттером в полом катоде и вторичной плазмой в камере. В результате ускорение ионов между этими двумя плазмами прекращается. Таким образом, объем электростатической ловушки 3 л, обеспечивающий работоспособность источника [6] в диапазоне от 0.2 до 0.5 Па, является минимальным для рассматриваемых источников. Чтобы расширить диапазон давления, в котором данные источники устойчиво работают, нужно увеличивать объем полого катода. Такие источники можно использовать для модификации свойств покрытий на изделиях из металлов [9] и диэлектриков [10] в процессе их осаждения.

При использовании источника быстрых атомов аргона для травления или полирования поверхности небольших подложек, например, диаметром 2 см коэффициент использования пучка диаметром 20 см составляет около 1%. Для его увеличения необходимо осуществить компрессию пучка, чтобы на некотором расстоянии от сетки его диаметр лишь незначительно превышал диаметр подложки. Для этого плоскую эмиссионную сетку источника диаметром 20 см заменяют на вогнутую сетку с таким же диаметром и радиусом кривизны поверхности 20 см. В этом случае диаметр пучка быстрых нейтральных атомов с увеличением расстояния h от сетки снижается от 20 см до минимальной величины ~1 см при $h = 20$ см, а затем снова возрастает. Установив подложку диаметром 2 см на расстоянии 18 или 22 см от сетки, можно на два порядка повысить скорость травления подложки по сравнению с травлением широким пучком, формируемым плоской сеткой.

Однако использовать такой пучок для полирования поверхности нельзя. Дело в том, что полирование эффективно лишь при больших углах падения ($\alpha = 75°–85°$) ускоренных частиц на обрабатываемую поверхность [11]. При компрессии пучка с помощью круглой вогнутой сетки с диаметром и радиусом кривизны поверхности, равными 20 см, угловой разброс атомов составляет 60°, и установить обрабатываемую подложку в пучке так, чтобы быстрые атомы бомбардировали ее поверхность под углом падения $\alpha = 75°–85°$, невозможно. Целью настоящей работы является разработка источника быстрых атомов аргона с компрессией пучка, повышающей скорость полирования подложки атомами с большим углом падения ($\alpha = 80°$) на ее поверхность.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 1 представлена конструктивная схема установки для полирования подложек пучком быстрых атомов аргона. Она состоит из охлаждаемой водой газоразрядной камеры диаметром 50 см и длиной 21 см, в которой формируется плазменный эмиттер ионов, и охлаждаемого водой прямоугольного корпуса длиной 55 см, высотой 14 см и шириной 40 см со съемным фланцем. В центре съемного фланца установлен полый цилиндр диаметром 3 см и длиной 30 см с кварцевым окошком в конце. Через него с помощью инфракрасного пирометра IMPAC IP 140 фирмы LumaSense Technologies GmbH (Германия) измеряется температура устанавливаемых внутри корпуса подложек. Цилиндр предохраняет окошко от напыления металлических пленок. Корпус крепится на левой стенке камеры, которая откачивается через плоскую заземленную сетку до давления остаточного газа 0.001 Па турбомолекулярным и роторным насосами. Заземленная сетка не позволяет плазме проникать в систему вакуумной откачки.

Внутри корпуса размещена ускоряющая сетка, выполненная в виде набора из 11-ти плоскопараллельных титановых пластин толщиной 0.5 мм, шириной 300 мм и длиной 150 мм. Пластины со вставками толщиной 4.5 мм между ними скрепляются вместе стяжными шпильками. Ускоряющая сетка крепится к стенкам корпуса с помощью четырех керамических изоляторов, защищенных от осаждения металлических пленок полыми цилиндрическими экранами. Между камерой и корпусом имеется прямоугольное отверстие шириной 31 см и высотой 6 см, перекрытое ускоряющей сеткой. Сетка установлена так, что кромки ее пластин лежат в плоскости стенки камеры.

На верху корпуса смонтирован высоковольтный ввод. Он позволяет подключить сетку к источнику ускоряющего напряжения и изменять отрицательное напряжение на ней от нуля до 5 кВ. Снизу корпуса установлено устройство вращения, состоящее из стержня диаметром 10 мм с резьбовым гнездом М6 для соединения через отверстие в дне корпуса с держателем подложек. Вращающийся со скоростью 8 оборотов/мин стержень расположен немного ниже дна корпуса, а угол между дном и осью стержня равен 80°. Держатель подложек выполнен в виде стержня с резьбой М6 снизу и чашей глубиной 3 мм и внутренним диаметром 30 мм сверху. После соединения держателя со стержнем устройства вращения и установки в его чаше подложки диаметром 30 мм и толщиной 6 мм центр поверхности подложки оказывается на оси корпуса на расстоянии 25 см от плоскопараллельных пластин сетки.

На дне корпуса установлена также подставка для вертикальной мишени высотой 11 см и шириной 34 см из листа титана толщиной 1 мм, которую после удаления из корпуса держателя подложек можно перемещать от съемного фланца кор-

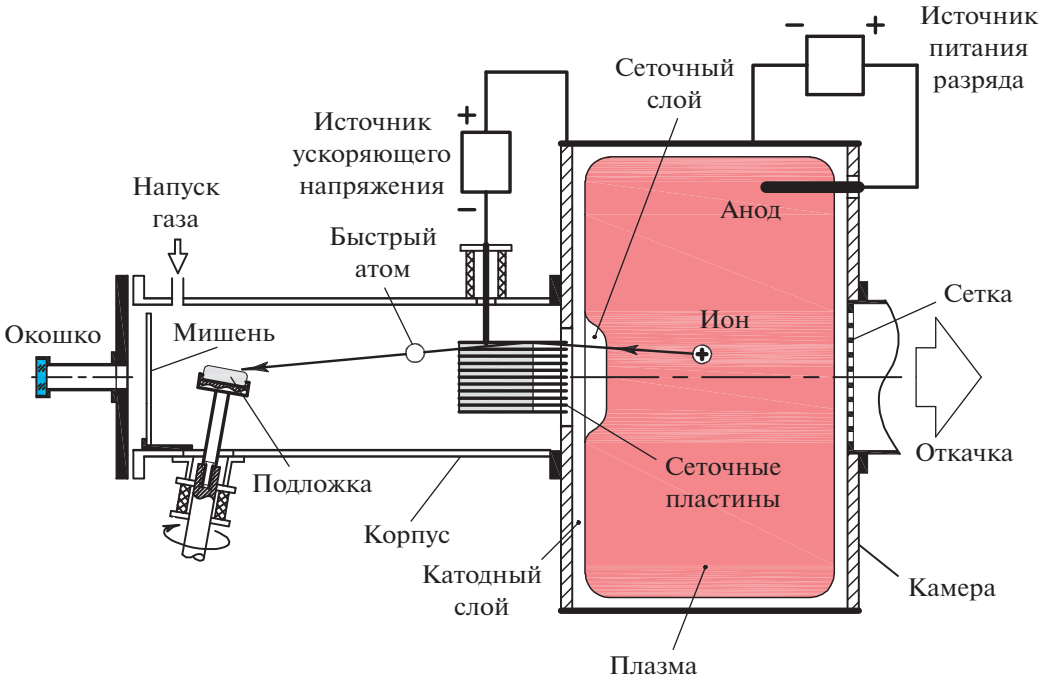


Рис. 1. Схема установки для обработки подложек пучком быстрых атомов.

пуса до плоскопараллельных пластин сетки. Для измерения плотности потока энергии быстрых атомов можно вместо мишени закрепить на подставке подложку диаметром 30 мм и толщиной 2 мм из нержавеющей стали, перемещать ее вдоль оси корпуса и измерять пирометром ее температуру.

Из устройства подачи газа в корпус поступает аргон. Он проходит в вакуумную камеру через зазоры между плоскопараллельными пластинами. Давление газа в камере измеряется датчиком Baratron и регулируется с пульта управления. Источник питания газового разряда и источник ускоряющего напряжения управляются с этого же пульта.

Включение источника питания между анодом и газоразрядной камерой при давлении газа 0.5 Па приводит к зажиганию тлеющего разряда с напряжением $U \sim 400$ В и заполнению камеры однородной плазмой. Поверхность камеры отделена от плазмы слоем положительного пространственного заряда. Ширина d этого слоя зависит от напряжения U и плотности ионного тока j из плазмы на камеру. Согласно закону Чайлда–Ленгмюра [12],

$$j = (4/9)\varepsilon_o(2e/M)^{1/2}U^{3/2}/d^2, \qquad (1)$$

где ε_o – электрическая постоянная, e – заряд электрона, а M – масса иона.

При измерении массы иона $M = AM_o$ в атомных единицах массы $A = 1.66 \cdot 10^{-27}$ кг

$$j = 5.46 \cdot 10^{-8}(1/M_o)^{1/2}U^{3/2}/d^2. \qquad (2)$$

Масса иона аргона составляет $M_o = 40$, и средняя ширина d слоя будет равна 5 мм при плотности ионного тока $j = 2.76$ А/м^2 и ионном токе $I_i = jS = 2.76 \cdot 0.72 = 2$ А, где $S = 0.72$ м^2 – площадь внутренней поверхности камеры. При энергии ионов не более 0.5 кэВ коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии равен $\gamma \approx 0.05$ [13], а ионный ток практически равен току разряда I. Поэтому при токе разряда I до 2 А ширина слоя между плазмой и камерой превышает ширину зазоров между пластинами сетки, равную 4.5 мм, и равна ширине слоя между плазмой и ускоряющей сеткой.

Ионизацию газа в камере осуществляют в основном эмитированные ее стенками электроны. Они ускоряются в слое у стенки камеры, пролетают через плазму и отражаются обратно в плазму в слое у противоположной стенки. Эти электроны могут пролетать через плазму до ста раз, а длина их пути от стенки камеры до анода $L = 4V/S_a$, где V – объем камеры, а S_a – площадь поверхности анода [14], может превышать ширину камеры на два порядка. При постоянном токе, например $I = 2$ А, разрядное напряжение U не зависит от давления p газа до тех пор, пока оно не уменьшится до критической величины p_o. При давлении p_o путь Λ, при прохождении которого эмитированные камерой электроны расходуют всю свою энергию eU на ионизацию газа, возрастает до L.

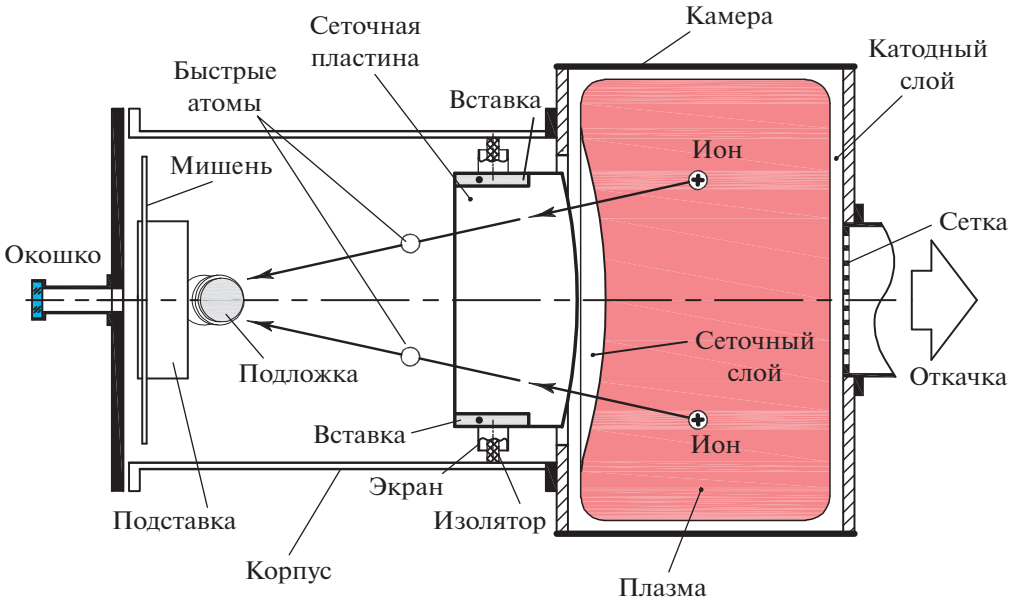


Рис. 2. Схема установки с компрессией пучка быстрых атомов (вид сверху).

Каждый из электронов образует $N = eU/W$ ионов, где W – цена ионизации газа, для аргона равная $W = 26$ эВ [15]. Сопоставимый вклад в ионизацию газа вносят быстрые электроны, образованные в слое у стенки камеры.

При подаче на сетку ускоряющего напряжения U_a до 5 кВ ширина слоя объемного заряда между сеткой и плазмой увеличивается. Ионы из плазмы, ускоренные в этом слое, влетают в зазоры между пластинами сетки. Из-за неоднородности электрического поля на кромках пластин они рассеиваются на малые углы. Поэтому ионы касаются боковых поверхностей пластин и в результате превращаются в быстрые атомы инжектируемого в корпус пучка с прямоугольным поперечным сечением высотой ~5 см и шириной ~28 см.

Представленную на рис. 1 сетку из пластин с прямолинейными кромками, лежащими в плоскости внутренней поверхности камеры, можно заменить на сетку с криволинейными кромками, показанную на рис. 2. Участки пластин этой сетки, граничащие с плазменным эмиттером, имеют форму сегмента круга с радиусом 50 см. Поэтому траектории ускоряемых в слое между плазменным эмиттером и сеткой ионов, влетающих в зазоры между пластинами сетки, а также траектории быстрых атомов, вылетающих из сетки после нейтрализации зарядов ионов, направлены к центру этого круга.

Ширина сходящегося пучка ускоренных частиц, примерно равная 30 см вблизи плазменного эмиттера, должна снизиться в десять раз на расстоянии 5 см от центра круга, т.е. на расстоянии 30 см от плоскопараллельных пластин сетки и на расстоянии 10 см от съемного фланца. В результате на расстоянии 30 см от плоскопараллельных пластин сетки плотность потока быстрых атомов аргона в пучке возрастает в десять раз по сравнению с пучком без компрессии. Соответственно в десять раз увеличивается и скорость распыления ими подложки.

Учитывая повышение в десять раз плотности потока быстрых атомов, плотность мощности, переносимой ими на подложку, при плотности тока эмиссии $j = 2.76$ А/м^2 ионов с энергией $eU = 400$ эВ, влетающих в сетку с прозрачностью $\eta = 0.9$, можно оценить как $w = 10\eta jU = 10 \cdot 0.9 \times 2.76 \cdot 400 \approx 10^4$ Вт/м^2. Поверхностная плотность мощности теплового излучения подложки R^* определяется ее температурой T:

$$R^* = \beta\sigma_{\text{С–Б}}T^4, \qquad (3)$$

где $\sigma_{\text{С-Б}} = 5.7 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м$^2 \cdot$ К^4) – постоянная Стефана–Больцмана, β – коэффициент черноты подложки, а температура T измеряется в кельвинах. Учитывая, что подложка поглощает энергию одной стороной, а излучает в обе стороны, баланс поглощения и излучения можно представить в виде:

$$w = 2R^* = 2\beta\sigma_{\text{С–Б}}T^4. \qquad (4)$$

Коэффициент черноты β подложки из нержавеющей стали определили с помощью пирометра IMPAC IP 140. Подложку нагрели до температуры 100°С, направили на нее пирометр и вращали регулятор коэффициента черноты до совпадения показания пирометра с температурой подложки. Величина коэффициента черноты составила $\beta =$

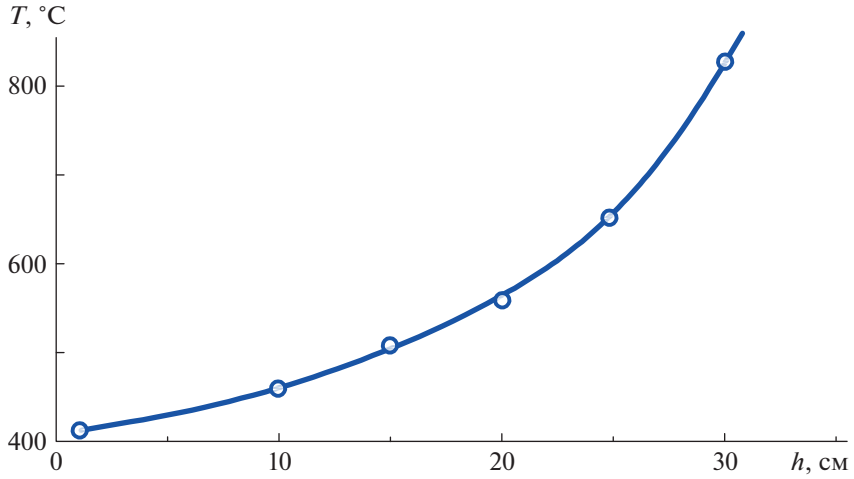


Рис. 3. Зависимость температуры T нагреваемой быстрыми атомами подложки от расстояния h до плоскопараллельных пластин сетки.

= 0.8. При переносимой быстрыми атомами на подложку плотности мощности $w = 10^4$ Вт/м^2 температура подложки, получаемая из выражения (4), равна $T = (w/(2\beta\sigma_{С\text{-}Б}))^{1/4} = (10^4/(2 \cdot 0.8 \cdot 5.7 \cdot 10^{-8}))^{1/4} =$ = 575 K = 302°C.

Для получения распределения плотности потока быстрых атомов по ширине пучка на подставке внутри корпуса устанавливали титановую мишень в виде полосы толщиной 2 мм, длиной 340 мм и шириной 25 мм. Ее полированную поверхность, обращенную к ускоряющей сетке, перекрывали по всей длине маской из титановой полосы шириной 10 мм. После травления мишени пучком в течение 0.5–1 ч остывшую в вакууме подложку извлекали из корпуса, снимали с нее маску и с помощью стилусного профилометра Dektak XT производства фирмы Bruker Nano, Inc. (США) получали поперечные профилограммы поверхности подложки. Измерение высоты ступеньки между участками профилограммы, соответствующими открытой поверхности мишени, распылявшейся быстрыми атомами, и поверхности, закрытой маской, дает толщину слоя, удаляемого быстрыми атомами. Деление толщины удаленного слоя на время обработки дает скорость травления.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Изучение отпечатков пучка, формируемого сеткой с прямолинейными кромками пластин (см. рис. 1), на установленной в корпусе мишени показало, что при давлении аргона $p = 0.05$ Па и токе $I = 2$ А в цепи газоразрядной камеры поперечное сечение пучка практически не изменяется с увеличением расстояния h между сеткой и мишенью. Ширина отпечатка пучка лишь немного увеличивается от 28 см при $h = 2$ см до 29 см при $h = 40$ см. Высота отпечатка также возрастает от 5 см при $h = 2$ см до 5.5 см при $h = 40$ см. При этом с ростом h границы отпечатков становятся размытыми. При подаче на сетку ускоряющего напряжения $U_a = 5$ кВ отпечатки становятся более четкими, а их ширина и высота при увеличении h сохраняют постоянные значения 28 и 5 см.

Измерения температуры T подложки из нержавеющей стали свидетельствуют о том, что температура слабо зависит от расстояния h до ускоряющей сетки, а при подаче на сетку ускоряющего напряжения $U_a = 5$ кВ возрастает от 55 до 350°C. Согласно выражению (4), это соответствует увеличению плотности потока энергии нагревающих подложку быстрых атомов аргона от 10^3 до $1.35 \cdot 10^4$ Вт/м^2.

После установки сетки из пластин с криволинейными кромками температура T подложки из нержавеющей стали при давлении аргона $p = 0.05$ Па и токе $I = 2$ А в цепи камеры быстро возрастает с увеличением расстояния h до плоскопараллельных пластин сетки от $T = 410$°C при $h = 2$ см до $T = 830$°C при $h = 30$ см (рис. 3). Зависимость температуры T от расстояния h обусловлена компрессией пучка вылетающих из сетки быстрых нейтральных атомов аргона и увеличением плотности потока энергии нагревающих подложку быстрых атомов аргона.

Отпечатки пучка на плоских мишенях показывают, что с увеличением расстояния h высота отпечатка сохраняет постоянное значение $H = 5$ см, а ширина отпечатка W снижается от $W = 20$ см при $h = 2$ см до $W = 6$ см при $h = 25$ см (рис. 4).

На рис. 5 представлена профилограмма поверхности титановой мишени в виде полосы длиной 34 см и шириной 25 мм, распылявшейся вместе с маской пучком, формируемым сеткой с пря-

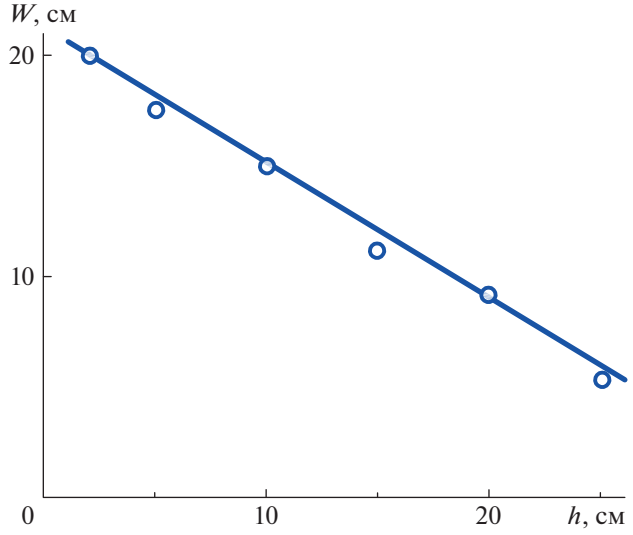


Рис. 4. Зависимость ширины W отпечатка пучка быстрых атомов на плоской мишени от расстояния h до плоскопараллельных пластин сетки.

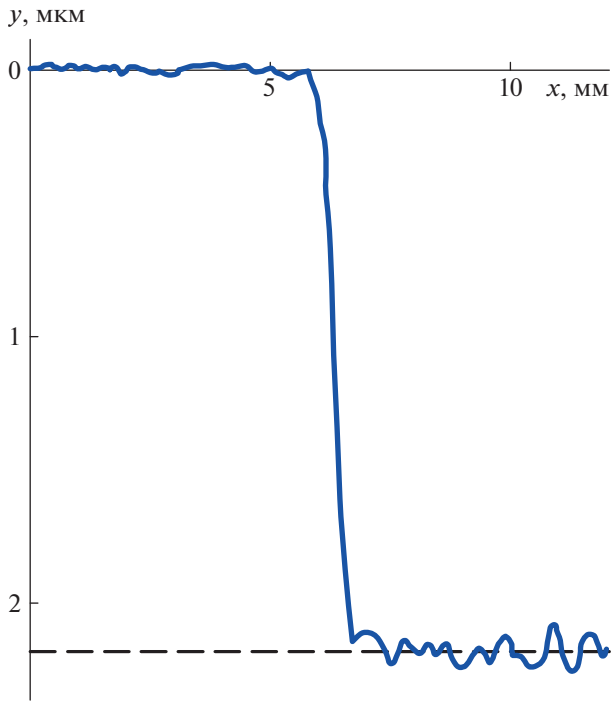


Рис. 5. Профилограмма поверхности мишени со ступенькой между поверхностью, закрытой маской (слева), и открытой поверхностью, распылявшейся быстрыми атомами (справа).

молинейными кромками пластин. На ней видны два участка, соответствующие поверхности, которая была закрыта маской (слева), и открытой поверхности мишени, распылявшейся в течение 0.5 ч быстрыми атомами. Высота ступеньки между участками равна толщине удаляемого слоя титана 2.2 мкм. Эта величина сохраняет постоянное значение на участке титановой полосы длиной 28 см, что говорит об однородном распределении плотности потока быстрых атомов аргона по ширине пучка. Разделив толщину удаленного слоя титана на время его распыления быстрыми атомами аргона, получим скорость травления $v = 4.4$ мкм/ч.

На рис. 6 представлено распределение скорости травления титановой полосы пучком, формируемым сеткой с криволинейными кромками пластин. Распределение получено при давлении аргона $p = 0.05$ Па, токе в цепи камеры $I = 2$ А и ускоряющем напряжении $U_a = 5$ кВ на расстоянии от плоскопараллельных пластин сетки $h = 25$ см. Скорость травления сохраняет постоянное значение $v = 23$ мкм/ч по всей ширине пучка, равной 6 см.

После распыления полированной титановой полосы быстрыми атомами аргона под близким к нулю углом падения шероховатость ее поверхности значительно возросла. Для исследования процесса полирования под большим углом падения, $\alpha = 80°$, изготовленную из титана подложку диаметром 30 мм и толщиной 6 мм сначала закрепили на подставке, удаленной от ускоряющей сетки на расстояние $h = 25$ см, и в течение часа распыляли ее поверхность под нулевым углом падения атомов аргона при токе в цепи камеры $I = 2$ А, ускоряющем напряжении $U_a = 5$ кВ и давлении аргона $p = 0.05$ Па. Затем подставку с подложкой извлекли из корпуса и с помощью стилусного профилометра Dektak XT измерили шероховатость поверхности подложки, которая составила $R_a = 0.42$ мкм.

После установки на дне корпуса держателя подложек в его чашу вставили подложку с измеренной шероховатостью поверхности и в течение часа распыляли поверхность вращающейся со скоростью 8 оборотов/мин подложки под углом падения $\alpha = 80°$ быстрых атомов аргона при том же токе в цепи камеры $I = 2$ А, напряжении $U_a = 5$ кВ и давлении $p = 0.05$ Па. Остывшую в вакууме подложку извлекли из чаши держателя и измерили шероховатость ее поверхности, которая составила $R_a = 0.08$ мкм. Затем подложку снова вставили в чашу держателя и распыляли еще два часа. В результате шероховатость уменьшилась до $R_a = 0.01$ мкм.

Чтобы изучить возможность полирования поверхности с более высокой исходной шероховатостью, были изготовлены методом аддитивной технологии подложки диаметром 30 мм и толщиной 6 мм. В качестве исходного материала для их изготовления был выбран мелкодисперсный порошок для аддитивного производства, полученный газовой атомизацией из жаропрочного сплава CoCrMo. Подложки изготавливались на про-

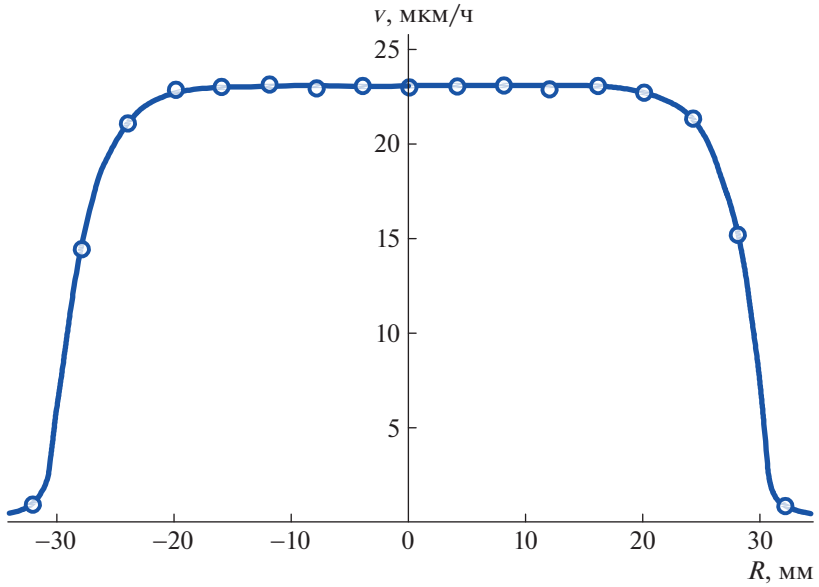


Рис. 6. Зависимость от расстояния R до оси пучка скорости травления v титановой полосы, удаленной от плоскопараллельных пластин сетки на расстоянии $h = 25$ см.

мышленной установке EOS M 400 для аддитивного производства, использующей технологию селективного лазерного плавления. Измерения с помощью стилусного профилометра Dektak XT показали, что шероховатость поверхности изготовленной подложки равна $R_a = 4.9$ мкм. После распыления поверхности этой подложки в течение двух часов под углом падения $\alpha = 80°$ быстрых атомов аргона при той же скорости вращения, том же токе в цепи камеры $I = 2$ А и ускоряющем напряжении на сетке $U_a = 5$ кВ шероховатость уменьшилась до $R_a = 1.6$ мкм. В результате последующей обработки этой подложки в течение еще двух часов шероховатость снизилась до $R_a = 0.5$ мкм. После третьей обработки подложки в течение еще двух часов шероховатость уменьшилась до $R_a = 0.1$ мкм.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты подтвердили эффективность полирования металлической поверхности пучком быстрых нейтральных атомов аргона с углом падения на поверхность 80°. Шероховатость поверхности вращающейся титановой подложки была снижена от $R_a = 0.42$ мкм до $R_a = 0.01$ мкм, что соответствует четырнадцатому классу чистоты поверхности. Чтобы обеспечить такую шероховатость в течение приемлемого времени обработки, нужна плотность потока распыляющих поверхность атомов аргона, превышающая на порядок плотность тока ионов аргона из плазменного эмиттера. С этой целью осуществлена компрессия пучка ускоренных частиц с уменьшением на порядок ширины сечения пучка экстрагируемых из плазменного эмиттера ионов при неизменной высоте сечения пучка 5 см. Плазменный эмиттер создается тлеющим разрядом с электростатическим удержанием электронов в газоразрядной камере диаметром 50 см. Плотность тока ионов на ее стенку остается постоянной на расстоянии до 15 см от оси камеры и лишь затем начинает снижаться до минимальной величины на расстоянии 25 см от оси в углу между плоской и цилиндрической поверхностями камеры. Это обеспечивает высокую однородность плазмы вблизи отверстия в стенке шириной 31 см и высотой 6 см, перекрытого ускоряющей сеткой в виде набора плоскопараллельных пластин.

Ионы ускоряются из плазменного эмиттера напряжением отрицательной полярности на сетке, влетают в зазоры между ее пластинами, а при приближении к их поверхностям вызывают потенциальную эмиссию электронов, нейтрализующих их заряд. Прозрачность сетки из пластин толщиной 0.5 мм, отстоящих на расстоянии 4.5 мм друг от друга, равна 90%. Поэтому эквивалентный ток пучка вылетающих из сетки быстрых атомов составляет до 90% тока в ее цепи, а их энергия равна энергии ионов, соответствующей ускоряющему напряжению между плазменным эмиттером и сеткой.

Если участки пластин сетки, обращенные к плазменному эмиттеру, выполнены в форме сегмента круга, ионы и образованные внутри сетки быстрые атомы движутся к центру этого круга. Это позволяет на порядок уменьшить ширину пучка, увеличить плотность потока быстрых атомов и скорость распыления ими подложки. Ско-

рость распыления возрастает также из-за повышения коэффициента распыления с увеличением энергии быстрых атомов до 5.5 кэВ. При этом скорость распыления плоской поверхности подложки в несколько раз выше скорости распыления ее цилиндрической поверхности, так как коэффициент распыления возрастает при увеличении угла падения быстрых атомов на распыляемую поверхность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Использование ускоряющей сетки в виде набора плоскопараллельных пластин под высоким отрицательным напряжением позволяет получать пучки быстрых нейтральных атомов с соответствующей приложенному напряжению энергией и малым угловым разбросом.

2. При выполнении участков пластин сетки, граничащих с плазменным эмиттером, в форме сегмента круга можно на порядок уменьшить ширину пучка, увеличить плотность потока быстрых атомов и скорость распыления ими подложки.

3. Компрессия пучка значительно повышает эффективность полирования поверхности пучком быстрых нейтральных атомов аргона с углом падения на поверхность 80° и позволяет снизить шероховатость поверхности титановой подложки от $R_a \sim 0.4$ мкм до $R_a \sim 0.01$ мкм, что соответствует четырнадцатому классу чистоты поверхности.

4. С увеличением исходной шероховатости поверхности подложки (из сплава CoCrMo) до $R_a \sim$ $\sim$ 5 мкм время, необходимое для ее полирования, возрастает до неприемлемой величины $\sim$10 ч.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00620).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kaufman H.R.* // Review of Scientific Instruments. 1990. V. 61. № 1. P. 230. https://doi.org/10.1063/1.1141883
2. *Hayes A.V., Kanarov V., Vidinsky B.* // Review of Scientific Instruments. 1996. V. 67. № 4. P. 1638. https://doi.org/10.1063/1.1146907
3. *Gavrilov N.V., Mesyats G.A., Radkovskii G.V., Bersenev V.V.* // Surface and Coatings Technology. 1997. V. 96. P. 81. https://doi.org/10.1016/S0257-8972(97)00096-0
4. *Oks E.M., Vizir A.V., Yushkov G.Y.* // Review of Scientific Instruments. 1998. V. 69. P. 853. https://doi.org/10.1063/1.1148580
5. *Economou D.J.* // Journal of Physics D: Applied physics. 2008. V. 41. 024001 https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/2/024001
6. *Григорьев С.Н., Мельник Ю.А., Метель А.С., Панин В.В.* // ПТЭ. 2009. № 4. С. 166.
7. *Grigoriev S., Metel A.* // NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry / eds. A.A. Voevodin, D.V. Shtansky, E.A. Levashov, J.J. Moore. Dordrecht: Springer, 2004. V. 155. P. 147–154. https://doi.org/10.1007/1-4020-2222-0_14
8. *Метель А.С., Григорьев С.Н., Мельник Ю.А., Болбуков В.П.* // ПТЭ. 2012. № 2. С. 149.
9. *Григорьев С.Н., Метель А.С., Фёдоров С.В.* // Металловедение и термическая обработка металлов. 2012. Т. 54. № 1. С. 9.
10. *Volosova M., Grigoriev S., Metel A., Shein A.* // Coatings. 2018. V. 8. P. 287. https://doi.org/10.3390/coatings8080287
11. *Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Боровская В.В., Машкова Е.С.* // Прикладная физика. 2012. № 2. С. 36.
12. *Langmuir I.* // Phys. Rev. 1929. V. 33. P. 954. https://doi.org/10.1103/PhysRev.33.954
13. *Kaminsky M.* Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces. Germany, Berlin, Heidelberg: Springer, 1965.
14. *Метель А.С., Григорьев С.Н., Мельник Ю.А., Панин В.В.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 12. С. 1140.
15. *Далгарно А.* Атомные и молекулярные процессы / Под ред. Д. Бейтса. М.: Мир, 1964. С. 540.

EDN: WQNMCN
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 61–67

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.525

ИСТОЧНИК РАДИАЛЬНО СХОДЯЩИХСЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

© 2022 г. П. П. Кизириди[a],*, Г. Е. Озур[a],**

[a] *Институт сильноточной электроники СО РАН*
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3
**e-mail: kiziridi_pavel@mail.ru*
***e-mail: ozur@lve.hcei.tsc.ru*

Поступила в редакцию 27.04.2022 г.
После доработки 06.06.2022 г.
Принята к публикации 04.07.2022 г.

Описано устройство и приведены некоторые характеристики источника радиально сходящихся низкоэнергетических (5–25 кэВ) сильноточных электронных пучков микросекундной длительности, предназначенного для модификации поверхностных слоев цилиндрических изделий и образцов. Катодный узел источника представляет собой кольцо из дюралюминия (внутренний диаметр 8 см), в которое встроены 18 резистивно развязанных дуговых источников плазмы. Продемонстрирована работоспособность электронной пушки источника в режиме вакуумного диода (давление остаточных газов около 0.013 Па) и газонаполненного диода при давлении воздуха 0.05–0.09 Па. Плотность энергии пучка на аноде диаметром 1 см достаточна для поверхностного оплавления меди (порог импульсного плавления меди составляет 5–5.5 Дж/см^2 при длительности импульса 2–3 мкс) при зарядном напряжении генератора высоковольтных импульсов, питающего электронную пушку, 17 кВ.

DOI: 10.31857/S0032816222060143

ВВЕДЕНИЕ

Низкоэнергетические (10–30 кэВ) сильноточные (до 25 кА) электронные пучки (НСЭП) широко используются для модификации поверхностных слоев металлических материалов уже несколько десятков лет [1–6]. Формирование таких пучков осуществляется, как правило, в пушках с плазменным анодом и многоэмиттерным взрывоэмиссионным катодом [7, 8]. Высокая плотность энергии (до 20 Дж/см^2) и короткая длительность импульса (2–4 мкс) позволяют выделить значительную энергию пучка в тонком (доли–единицы микрон) поверхностном слое, доводя его до плавления и даже частичного испарения. Это позволяет развивать различные перспективные технологии, включая формирование поверхностных сплавов толщиной от долей до десятков микрон [1–7].

Созданные к настоящему времени электронные пушки источников НСЭП имеют планарно-аксиальную геометрию и формируют, как правило, цилиндрические пучки, транспортируемые вдоль силовых линий внешнего ведущего магнитного поля [7, 8]. Данное поле обеспечивает также зажигание сильноточного отражательного (пеннинговского) разряда (как правило, в аргоне), формирующего плазменный анод электронной пушки. Электродами разрядной ячейки в данном случае служат взрывоэмиссионный катод, коллектор, а также кольцевой анод, расположенный примерно посередине между ними. Вместе с тем существует много задач, когда требуется облучать протяженные изделия цилиндрической формы, а для этого наиболее рационально использовать радиально сходящиеся пучки. К числу таких задач относятся: формирование защитных покрытий оболочек тепловыделяющих элементов ядерных реакторов, изготовляемых преимущественно из циркониевых сплавов или легированных сталей, для предотвращения/замедления коррозии и высокотемпературного окисления; повышение срока службы различного режущего и штампового инструмента. Отсутствие электронных пушек с радиально сходящимся НСЭП обусловливает актуальность их разработки и создания.

Импульсные радиально сходящиеся электронные пучки применялись и применяются для самых разнообразных целей. Это накачка газовых лазеров [9], генерация СВЧ-излучения [10, 11] и, конечно же, модификация поверхностных слоев материалов [12, 13]. Практически все вышеупомянутые установки генерируют высокоэнергетические пучки (около 100 кэВ и выше) сравнитель-

но небольшой плотности тока (единицы–десятки ампер на квадратный сантиметр). Наиболее близкими по назначению к нашим источникам НСЭП являются установки серии GESA, разработанные в НИИЭФА им. Д.В. Ефремова (г. Санкт-Петербург) [12, 13].

В работе [12] радиально сходящийся электронный пучок генерировался в пушке триодного типа с диаметром катода 28 см и диаметром сетки 20 см. Аксиальная длина катода и сетки составляла 35 см, а площадь поверхности катода – 2900 см^2. Общее число эмиттеров (пучки графитовых волокон) на катоде составляло 2815, в цепь каждого эмиттера последовательно включен резистор сопротивлением несколько килоом. Диаметр анода варьировался и составлял 1, 2 или 3 см. Высоковольтный генератор прямоугольных импульсов длительностью до 30 мкс обеспечивал ускоряющее напряжение между катодом и анодом амплитудой 100–120 кВ. Ток пучка на аноде достигал 2–5 кА.

Эксперименты и расчеты, выполненные в работе [12], выявили следующий негативный эффект. Из-за углового разброса в течение примерно 10 мкс от начала импульса значительная часть электронов пучка не попадает на анод и осциллирует в пространстве между ним и катодом, причем с уменьшением диаметра анода доля осциллирующих электронов увеличивается (ток на анод, разумеется, падает), длительность импульса сокращается, ухудшается стабильность работы пушки. Более того, осцилляции электронов и вызванное этим накопление отрицательного объемного заряда усиливают отклонение электронов от попадания на анод и даже приводили в работе [12] к уменьшению тока эмиссии катода, что коррелирует с результатами работы [14].

Выявленный недостаток авторы работы [12] частично преодолели в работе [13] на установке GESA-4. Для уменьшения углового разброса между сеткой и анодом были радиально установлены тонкие пластины (ламели), длина которых (в аксиальном направлении) была равна длине катода. Доля осциллирующих электронов уменьшилась, стабильность работы пушки улучшилась.

Однако существенным недостатком установок серии GESA является сравнительно высокое ускоряющее напряжение (до 250 кВ), что приводит к высокой цене оборудования и снижает его надежность. Кроме того, достижение необходимой плотности энергии пучка за счет длительности импульса (из-за малой плотности тока) вынудило авторов работ [12, 13] использовать большие (около 10 см) межэлектродные радиальные зазоры, что приводило к осцилляциям значительной части электронов пучка, не попадающих на анод. Отметим также, что даже при таких межэлектродных зазорах авторы работ [12, 13] часто наблюдали их пробой из-за газовыделения с анода под действием пучка. Для предотвращения пробоя авторы работ [12, 13] были вынуждены прогревать анод до 400–500°C специальным импульсным источником тока перед началом импульса пучка, что привело к дополнительным затратам. Благодаря более высокой плотности тока и меньшему (в несколько раз!) ускоряющему напряжению и отсутствию необходимости предварительного прогрева анода источники НСЭП представляются нам более перспективными. В настоящей работе описывается созданный нами источник “МикрЭП” (микросекундный электронный пучок) с радиально сходящимся НСЭП.

ОПИСАНИЕ ИСТОЧНИКА

Для формирования радиально сходящегося НСЭП мы применили недавно разработанный нами катодный узел с многоканальным инициированием взрывной эмиссии пробоем по поверхности диэлектрика [15, 16]. На рис. 1 приведен общий вид электронной пушки источника. В односекционный кольцевой катод *1* из дюралюминия равномерно по окружности встроены 18 дуговых источников плазмы, включающие в себя трубки *2* и медные электроды *3*. Внутренний диаметр катода составляет 8 см, наружный диаметр трубок – 4 мм, внутренний – 2 мм, диаметр электродов также равен 2 мм. Каждый из восемнадцати электродов заземлен через резисторы *4* (три последовательно соединенных резистора с номинальным сопротивлением 750 Ом каждый). Для увеличения количества взрывоэмиссионных центров в кольцо также впрессованы 12 пучков тонких (80 мкм) медных проволок *5*.

Пушка работает следующим образом. При подаче на катод импульса напряжения отрицательной полярности амплитудой 5–25 кВ от генератора высоковольтных импульсов (ГВИ) происходит пробой по поверхности торцов керамических трубок *2* и возникает плазма, состоящая из материалов катода (катодные пятна), керамических трубок и электродов *3*, а также ионизованного десорбированного газа. Образование катодных пятен (взрывоэмиссионных центров) при протекании тока через поджигающие промежутки (эти пятна можно назвать затравочными) обеспечивается тем, что амплитуда тока (2.2–11.1 А) через каждый промежуток превышает так называемый пороговый ток дуги [17], который составляет доли–единицы ампер практически для всех материалов (например, для меди он равен около 2 А). Электроны, эмитируемые затравочными, а также возникшими в течение импульса катодными пятнами, ускоряются в радиальном направлении к аноду, формируя сходящийся пучок. Рост тока обеспечивается как увеличением числа катодных

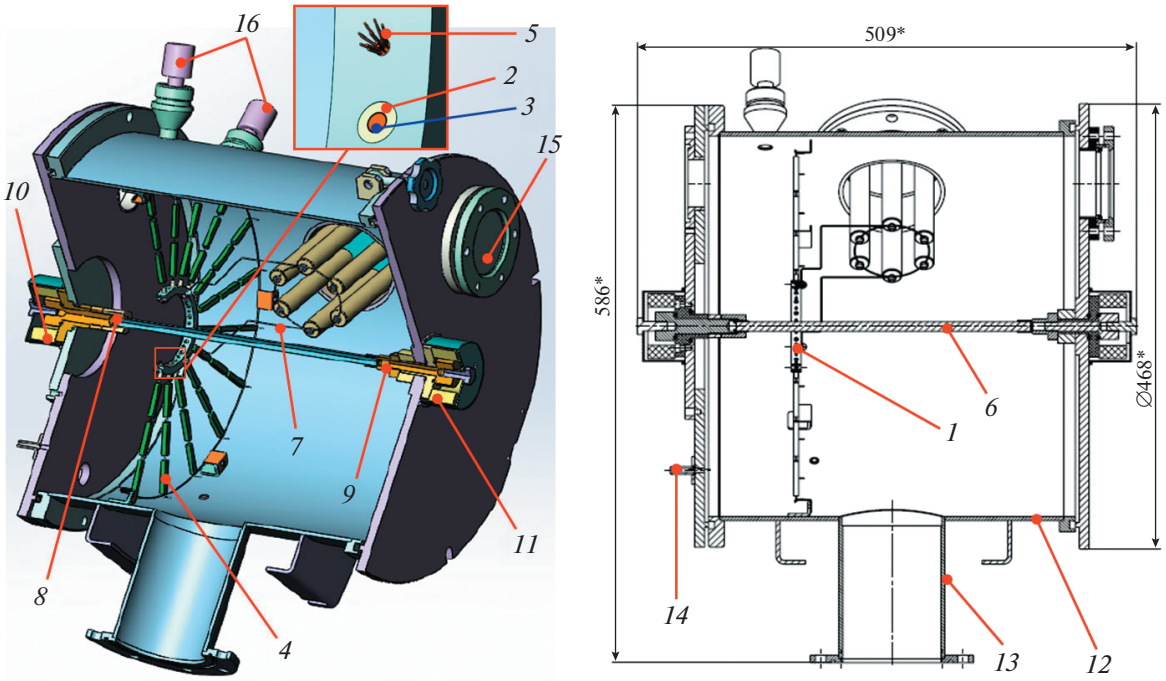


Рис. 1. Общий вид рабочей камеры и электронной пушки источника НСЭП. *1* – катод; *2* – керамическая трубка; *3* – электрод дугового источника плазмы; *4* – резистор ТВО-2; *5* – пучок медных проволок; *6* – анод; *7* – подводы импульса высокого напряжения от передающей линии к катоду; *8* и *9* – цанговые токосъемы; *10* и *11* – пояса Роговского; *12* – рабочая камера; *13* – патрубок откачки; *14* – патрубок напуска рабочего газа; *15* – смотровое окно со свинцовым стеклом; *16* – датчики давления газа.

пятен, так и их расширением, т.е. увеличением площади эмиссионной поверхности [7, 18].

Анодом *6* служит стержень из нержавеющей стали или латуни диаметром 1 см. В ряде случаев часть анода (область воздействия пучка) оборачивалась медной фольгой толщиной 0.5 мм (см. ниже, рис. 5в). Анод заземлен с двух сторон через цанговые токосъемы *8* и *9*.

ГВИ, схема которого представлена на рис. 2, собран на основе конденсатора ИК-50/3 (измеренная емкость $C = 2.87$ мкФ) и псевдоискрового разрядника ТД-50к/45 (ООО “Импульсные технологии”, г. Рязань). Для замыкания цепи зарядки и поглощения энергии конденсатора в случае холостого хода в нагрузке, а также для защиты выходных цепей источника зарядки ГВИ служит индуктивно-резистивная катушка L_2, R_2, намотанная нихромовым проводом толщиной 1 мм. Активное сопротивление катушки составляет 23.5 Ом, расчетная индуктивность – 140 мкГн. Соединение ГВИ с электронной пушкой осуществляется передающей линией из шести параллельных отрезков коаксиального кабеля РК-50-9-11 длиной 1.5 м каждый. Импеданс ГВИ не превышает 0.25 Ом.

Регистрация импульсов ускоряющего напряжения осуществлялась с помощью активного делителя, полного тока катода – поясом Роговского, тока пучка на анод – также поясами Роговского, охватывающими оба токосъема. Сигналы с датчиков подавались на входы 4-канального широкополосного (200 МГц) цифрового осциллографа Tektronix TDS 2024. В каждом режиме производилось 5 выстрелов.

Плотность энергии пучка в импульсе и ее распределение по поверхности анода оценивались по автографам пучка.

Фотографирование свечения плазмы осуществлялось через смотровое окно *15* (см. рис. 1) с помощью цифрового фотоаппарата CASIO QV-3000EX/Ir в режиме открытого затвора. Для предотвращения “пересвечивания” перед объективом фотоаппарата устанавливался интерференционный светофильтр НС-9 толщиной 3 мм (показатель поглощения $\alpha\lambda = 0.6$–0.65 в зависимости от длины волны на толщину 1 мм).

Откачка рабочего объема пушки осуществлялась турбомолекулярным насосом до давления 0.013 Па; после откачки напускался рабочий газ до давлений 0.05–0.09 Па.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 приведены типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (без корректировки на индуктивное падение напряжения на передающей линии и подводящих про-

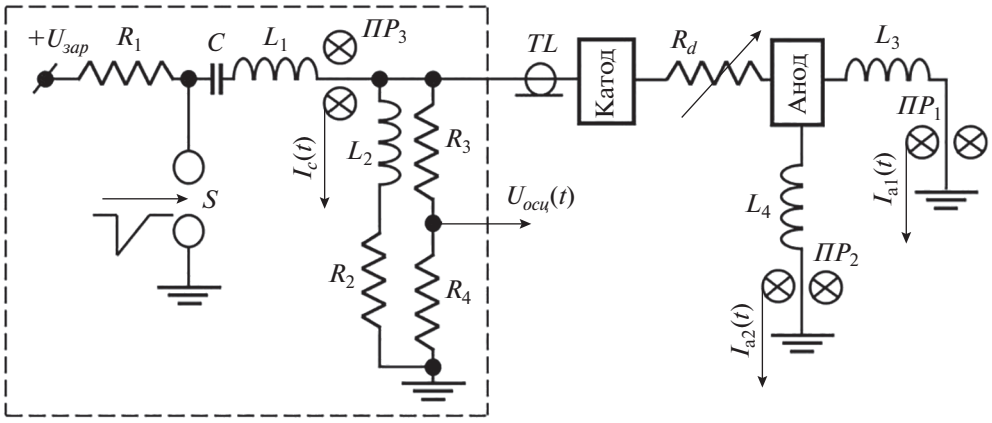


Рис. 2. Принципиальная схема ГВИ (выделен штриховой линией) и разрядного контура (цепи дуговых источников плазмы условно не показаны). R_1 = 4.7 кОм – зарядный резистор; R_2 = 23.5 Ом – сопротивление катушки ГВИ; R_3 = = 10 кОм и R_4 = 5 Ом – делитель напряжения; R_d – сопротивление диода; $L_1 \approx 120$ нГн – индуктивность разрядного контура за вычетом индуктивностей в цепи анода; $L_2 \approx 140$ мкГн – индуктивность катушки ГВИ; L_3, L_4 – индуктивности в цепи анода; TL – передающая линия; $ПР_1$–$ПР_3$ – пояса Роговского (трансформаторы тока); S – управляемый разрядник ТД-50к/45.

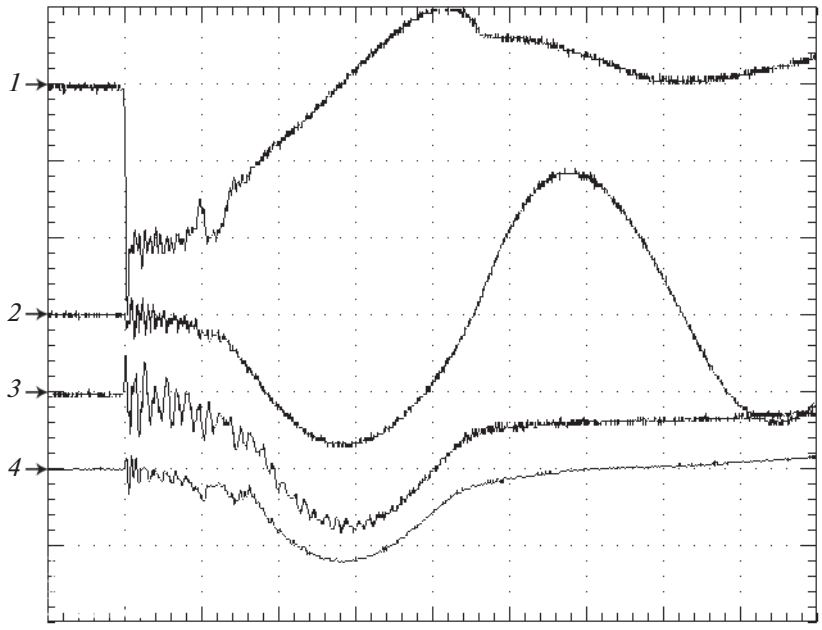


Рис. 3. Типичные осциллограммы импульсов: *1* – ускоряющего напряжения (10 кВ/деление); *2* – полного тока катода (24 кА/деление); *3*, *4* – токов пучка на анод, зарегистрированных соответственно поясами Роговского $ПР_2$ (5 кА/деление) и $ПР_1$ (10 кА/деление). Масштаб по горизонтальной оси – 1 мкс/деление. $U_{зар}$ = 20 кВ, p = 0.09 Па.

водниках), полного тока в контуре и токов в цепи анода. Токи, регистрируемые в цепи 1-го и 2-го токосъемов, различны ввиду различной длины отрезков анода от плоскости катода до соответствующего токосъема, а значит, и их индуктивности (расчетные индуктивности составляют 76 и 207 нГн). При этом отношение этих токов, как правило, примерно обратно пропорционально отношению этих индуктивностей. Суммарный ток пучка на анод (сумма токов, регистрируемых датчиками $ПР_1$ и $ПР_2$) заметно меньше полного тока в контуре, регистрируемого датчиком $ПР_3$, расположенным в ГВИ. Это свидетельствует о наличии утечек тока по изоляторам и/или на стенку камеры, приводящих в итоге к пробою и переходу разряда в колебательный режим. Осциллограммы токов (их временной ход)

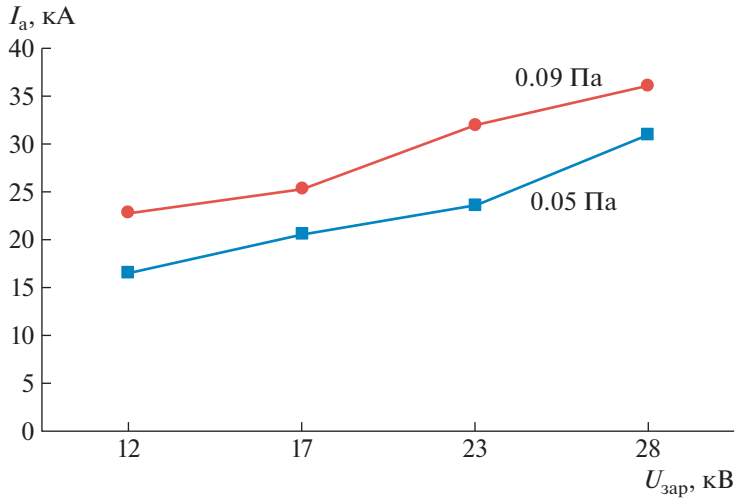


Рис. 4. Зависимость амплитуды тока на анод от зарядного напряжения ГВИ для различных значений давления воздуха в рабочей камере (цифры у кривых).

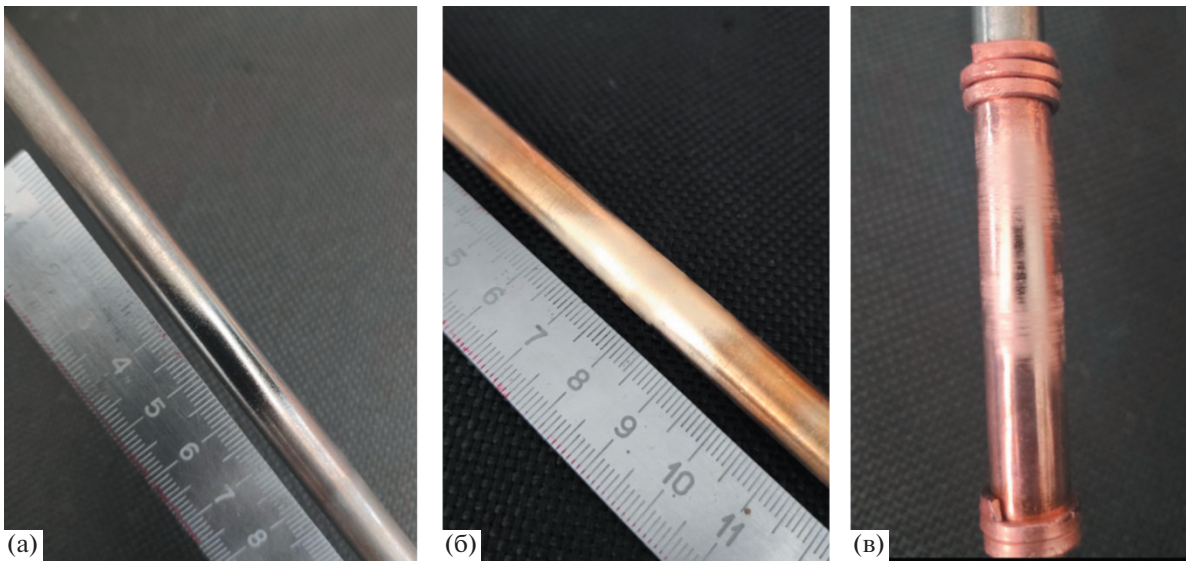


Рис. 5. Автографы пучка на нержавеющей стали (**а**), латуни (**б**), меди (**в**). $U_{зар} = 17$ кВ, $p = 0.09$ Па.

близки к осциллограммам, полученным для планарно-аксиальной геометрии диода [16].

На рис. 4 приведена зависимость суммарного тока пучка на анод I_a от зарядного напряжения $U_{зар}$ ГВИ, т.е. фактически от ускоряющего напряжения. Видно, что ток пучка на анод монотонно растет с увеличением $U_{зар}$.

На рис. 5 приведены фотографии анодов после облучения НСЭП при давлении воздуха 0.09 Па. На автографах, оставленных пучком, видно, что в области, близкой к плоскости расположения эмиттеров катода, наблюдаются следы интенсивного плавления. Учитывая, что порог импульсного плавления меди при длительности импульса 2–3 мкс составляет 5–5.5 Дж/см^2 [19], можно считать, что указанная плотность энергии достигается, причем при сравнительно скромной величине $U_{зар} = 17$ кВ. Длина области оплавления вдоль оси анода составляет 1–2 см, за ней следует область менее интенсивного плавления (ореол пучка). По окружности анода следы воздействия пучка выглядят более или менее однородно, что свидетельствует об азимутальной однородности пучка. В режиме вакуумного диода (0.013 Па) азимутальная однородность пучка иногда нарушалась, насколько об этом можно судить по фотографиям свечения анодной плазмы, полученным с помо-

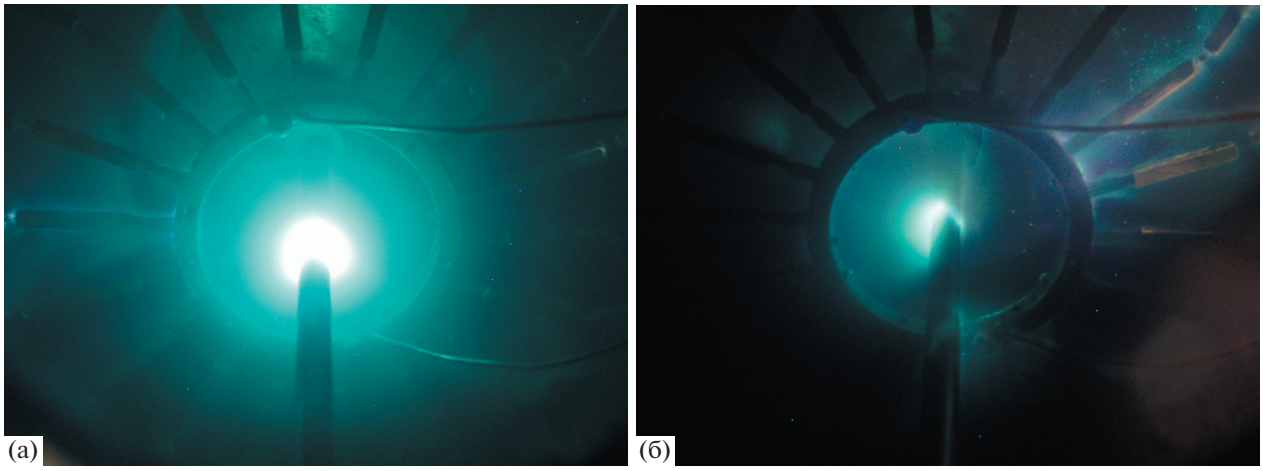


Рис. 6. Фотографии свечения при работе электронной пушки в режиме: **а** – газонаполненного диода (p = 0.09 Па) и **б** – вакуумного диода (p = 0.013 Па). $U_{зар}$ = 17 кВ.

щью цифрового фотоаппарата с открытым затвором (рис. 6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан источник радиально сходящихся низкоэнергетических (5–25 кэВ) сильноточных (до 30 кА) электронных пучков “МикрЭП” с длительностью импульса 2–4 мкс. Источник способен функционировать в режиме вакуумного или газонаполненного диода при низких давлениях рабочего газа (для воздуха – около 0.05–0.1 Па), благодаря встроенным в катод резистивно развязанным дуговым источникам плазмы. Более стабильно источник работает в варианте газонаполненного диода. Плотность энергии пучка в импульсе достигает не менее 5–5.5 Дж/см^2 при зарядном напряжении генератора высоковольтных импульсов, питающего электронную пушку, 17 кВ. Такая плотность энергии достаточна для оплавления подавляющего большинства металлов и сплавов. В азимутальном направлении автограф пучка на аноде выглядит однородным. Дальнейшее совершенствование источника будет заключаться в минимизации утечек электронного тока, а также в расширении области однородного оплавления анода (мишени) путем добавления катодных секций.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-29-00070).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны В.И. Петрову, А.Г. Падею и И.Н. Коновалову за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Meisner L.L., Markov A.B., Rotshtein V.P., Ozur G.E., Meisner S.N., Yakovlev E.V., Semin V.O., Mironov Yu.P., Poletika T.M., Girsova S.L., Shepel D.A.* // J. Alloys Comp. 2018. V. 730. P. 376. https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2017.09.238
2. *Rotshtein V.P., Shulov V.A.* // J. of Metallurgy. V. 2011. Article ID 673685 (15 p.)
3. *Uno Y., Okada A., Uemura K., Raharjo P., Furukawa T., Karato K.* // Precision Engineering. 2005. V. 29. № 4. P. 449. https://doi.org/10.1016/j.precisioneng.2004.12.005
4. *Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Markov A.B.* // Laser & Particle Beams. 2003. V. 21. № 2. P. 157. https://doi.org/10.1017/S0263034603212040
5. *Murray J.W., Clare A.T.* // J. of Materials Processing Techn. 2012. V. 212. P. 2642. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2012.07.018
6. *Роштейн В.П., Проскуровский Д.И., Озур Г.Е., Иванов Ю.Ф.* Модификация поверхностных слоев металлических материалов низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками. Новосибирск: Наука, 2019. ISBN 978-5-02-038809-3
7. *Озур Г.Е., Проскуровский Д.И.* // Физика плазмы. 2018. № 1. С. 21. https://doi.org/10.7868/S0367292118010146
8. *Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И.* // ПТЭ. 1996. Т. 39. № 4. С. 83.
9. *Abdullin E.N., Ivanov N.G., Losev V.F., Morozov A.V.* // Laser and Particle Beams. 2013. V. 31. P. 1. https://doi.org/10.1017/S026303461300075X
10. *Бугаев А.С., Климов А.И., Коваль Н.Н., Кошелев В.И., Сочугов Н.С., Щанин П.М.* Препринт ТНЦ СО АН СССР. 1991. № 25. С. 21.
11. *Kovalchuk B.M., Polevin S.D., Tsygankov R.V., Zherlitsyn A.A.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. V. 38. Issue 10. P. 2819. https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2060367

12. *Engelko V.I., Kuznetsov V.S. and Georg Mueller* // J. Applied Physics. 2009. V. 105. 023305. https://doi.org/10.1063/1.2996286

13. *Энгелько В.И., Ткаченко К.И., Русанов А.Е., Биржевой Г.А.* // ВАНТ. Серия: Ядерно-реакторные константы. 2015. № 4. С. 93.

14. *Брейзман Б.Н., Рютов Д.Д., Ступаков Г.В.* // Изв. вузов. Физика. 1979. № 10. С. 7.

15. *Кизириди П.П., Озур Г.Е.* // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. № 15. С. 47. https://doi.org/10.21883/PJTF.2020.15.49750.18364

16. *Петров В.И., Кизириди П.П., Озур Г.Е.* // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 11. С. 1764. https://doi.org/10.21883/JTF.2021.11.51541.80-21

17. *Кесаев И.Г.* Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.

18. *Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.* Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.

19. *Rotshtein V.P., Ivanov Yu.F., Markov A.B., Proskurovsky D.I., Karlik K.V., Oskomov K.V., Uglov B.V., Kuleshov A.K., Novitskaya M.V., Dub S.N., Pauleau Y., Shulepov I.A.* // Surface & Coatings Technology. 2006. V. 200. P. 6378.

EDN: ROKHMW
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 68–77

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 681.7.066.221+681.7.026.6+681.7.068.2

ТЕХНОЛОГИЯ ПРОИЗВОДСТВА ЛИНЗОВАННОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКОГО КЛЕЯ

© 2022 г. В. С. Кожевников[a], Р. С. Пономарев[a], А. И. Шмырова[a,*]

[a] *Пермский государственный национальный исследовательский университет*
Россия, 614990, Пермь, ул. Букирева, 15

**e-mail: shmyrova@psu.ru*

Поступила в редакцию 25.03.2022 г.
После доработки 17.05.2022 г.
Принята к публикации 20.05.2022 г.

Описана технология создания оптических микролинз на торце волоконного световода с использованием оптического клея. Реализован метод дозирования и позиционирования клеевой микрокапли, позволяющий разместить объем клея около 0.2 пл с погрешностью не более 1 мкм на торце оптического волокна в области сердцевины. Проведен подбор оптического клея, максимально удовлетворяющего требованиям технологического процесса и физико-химическим свойствам микролинз. Показано, что использование микровибраций позволяет управлять формой капли, полимеризация которой дает возможность получать линзованное волокно с заданными формой и фокусным расстоянием. Проведены результаты измерения фокусного расстояния и диаметра поля моды получившейся линзы.

DOI: 10.31857/S0032816222050263

ВВЕДЕНИЕ

Волоконные световоды с микролинзами на торце, называемые также линзованными волокнами, широко применяются в интегральной и волоконной оптике для изменения параметров проходящего излучения [1–6]. В основном такие световоды используются для повышения эффективности ввода/вывода излучения в оптические интегральные схемы [7, 8] с канальными волноводами малого диаметра (менее 3 мкм) на основе InP, SOI, Si_3N_4, для оптимизации вывода оптического излучения из лазерных диодов (LED, PUMP, DFB, SLD) в оптоволоконные сети [9], вывода излучения из волокна в фотодиоды [10], для применений в миниатюрных оптических переключателях с МЭМС (микроэлектромеханические системы) зеркалами [11] и в медицинских приложениях [12–15]. Также такие волокна используются в качестве зондов в оптической ближнепольной микроскопии [16], в биосенсорах [17–19] и других приложениях, где требуются точечные источники оптического излучения [20].

В стандартных одномодовых волокнах диаметр распространяющейся моды оптического излучения составляет 9 мкм при $\lambda = 1.55$ мкм и превышает диаметр моды в волноводе оптической интегральной схемы на основе кремния в 3–10 раз. Для фокусировки излучения используются линзованные волокна, уменьшающие диаметр пучка вплоть до 2 мкм [10]. Кроме того, фокусировка излучения позволяет проводить стыковку оптического волокна и чипа фотонной интегральной схемы через воздушную среду, без контакта с клеем в области распространения света. Это уменьшает чувствительность собранной схемы к изменению температуры и позволяет работать с более высокими значениями проходящей мощности излучения [21–27].

Для производства волоконных линз применяют следующие методики: вытягивание волокон [28, 29], плавление [30, 31], механическое полирование, химическое травление [30, 32–34] и лазерная микрообработка [35, 36]. В работе [37] показано, что форма линзы также играет большую роль в эффективности ввода излучения в чип фотонной интегральной схемы. Теоретически можно собрать почти 100% лазерного излучения при работе с линзами асферической формы [35, 38]. Микролинзы гиперболической формы, изготовленные непосредственно на конце волокна с помощью лазерной микрообработки, продемонстрировали эффективность до 90% (потери на ввод излучения 0.45 дБ) [39]. Это значение вдвое превышает лучший результат для линз полусферической формы (потери на ввод излучения 3 дБ) [37, 40].

В настоящей работе представлен альтернативный способ создания микролинз на торце опти-

ческого волокна с использованием оптического клея, применяемого в интегральной фотонике. В частности, речь идет об оптическом клее ультрафиолетового отверждения с показателем преломления, равным показателю преломления сердцевины оптоволокна. Из такого клея за счет вариации плотности, поверхностного натяжения, кинематической вязкости и параметров полимеризации становится возможным изготовить линзы любой требуемой геометрии.

Идея работы состоит в том, чтобы поместить на сердцевину волокна микроскопическую каплю клея в форме линзы и отвердить ее с помощью ультрафиолетового излучения. При правильном подборе размера и формы капли такая операция может быть проведена быстрее, чем полировка оптического волокна или вытравливание линзы нужной формы. В работе [41] описана методика производства линзованных волокон с использованием оптического клея NOA-61, однако форму линзы авторы регулируют путем последовательного увеличения объема клея. В настоящей работе описана методика изменения геометрии клеевой микрокапли с использованием высокочастотных микровибраций. Известно, что при некоторых условиях в отсутствие внешних вибраций гидродинамическая система способна совершать собственные колебания, которые, как правило, затухают вследствие вязкой диссипации. Примером такого движения могут служить капиллярно-гравитационные волны [42], собственные колебания пузырька, взвешенного в жидкости, и др. Подкачка энергии в неоднородную систему, обусловленная наличием внешних вибраций, может привести к появлению резонансных эффектов [43]. Неоднородностями в данном случае могут являться различные примеси, неоднородный нагрев системы, наличие межфазной границы или свободной поверхности.

Известны также ситуации, в которых воздействие высокочастотных вибраций не только не нарушает равновесие системы, но может способствовать формированию новых состояний, существование которых невозможно в отсутствие вибрационных полей. Кроме резонансных эффектов, которые подавляются вязкостью, высокочастотные вибрации могут приводить к появлению таких осредненных эффектов, как стабилизация вертикальными вибрациями неустойчивости Рэлея–Тейлора, возникновение на границе раздела квазистационарного рельефа под действием касательных или ортогональных вибраций, средняя деформация капли, взвешенной в жидкости другой плотности [43–46]. Квазиравновесие в данном случае стоит понимать, как состояние, при котором скорость осредненного течения в системе равна нулю, а все средние характеристики, такие как давление, плотность и поле скорости, стационарны.

В таких задачах для описания гидродинамической системы эффективно используется принцип разделения переменных на быстроосциллирующие и медленные средние части, для которых методами осреднения можно получить сравнительно простые уравнения [47]. Такое разделение возможно, если характерное время вибраций много меньше гидродинамического:

$$\omega \gg \frac{\nu}{L^2},$$

где ω – частота вибраций, ν – кинематическая вязкость жидкости, L – характерный размер гидродинамических структур. Показано также, что сжимаемостью жидкости можно пренебречь, в то время как вязкость ν и поверхностное натяжение σ необходимо учитывать.

В работе [48] была рассмотрена задача о пульсационном и осредненном движении сжимаемой капли жидкости, помещенной на твердую подложку, осциллирующую по гармоническому закону. Пренебрегая силой тяжести и тепловой энергией, выделяющейся при вибрациях, в работе были получены такие параметры, как капиллярное число $\mathrm{Ca} = \sigma R/(\rho\nu^2)$ и вибрационный параметр $Q = \rho a^2\omega^2 R/\sigma$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения; ν, ρ – кинематическая вязкость и плотность жидкости соответственно; R – средний радиус капли; ω и a – частота и амплитуда гармонических колебаний соответственно. Капиллярное число – это параметр, отвечающий за выход системы в квазиравновесное состояние. Вибрационное число Q в свою очередь позволяет определить профиль поверхности капли в состоянии квазиравновесия. Показано, что под действием ортогональных вибраций форма капли может значительно отличаться от сферической – с ростом вибрационного параметра Q площадь основания капли увеличивается, а ее высота уменьшается.

Изменение профиля поверхности капли оптического клея под действием высокочастотных малоамплитудных вибраций в настоящей работе было использовано в качестве основного механизма для формирования микролинзы заданной геометрии на торце оптического волокна.

МЕТОДИКА СОЗДАНИЯ МИКРОЛИНЗЫ

Создание микролинзы на торце оптического волокна проходило в несколько этапов: 1) подбор оптического клея; 2) нанесение оптического клея на промежуточный элемент и перенос его на торец оптического волокна; 3) придание капле заданной формы под действием высокочастотного вибрационного поля; 4) полимеризация оптического клея.

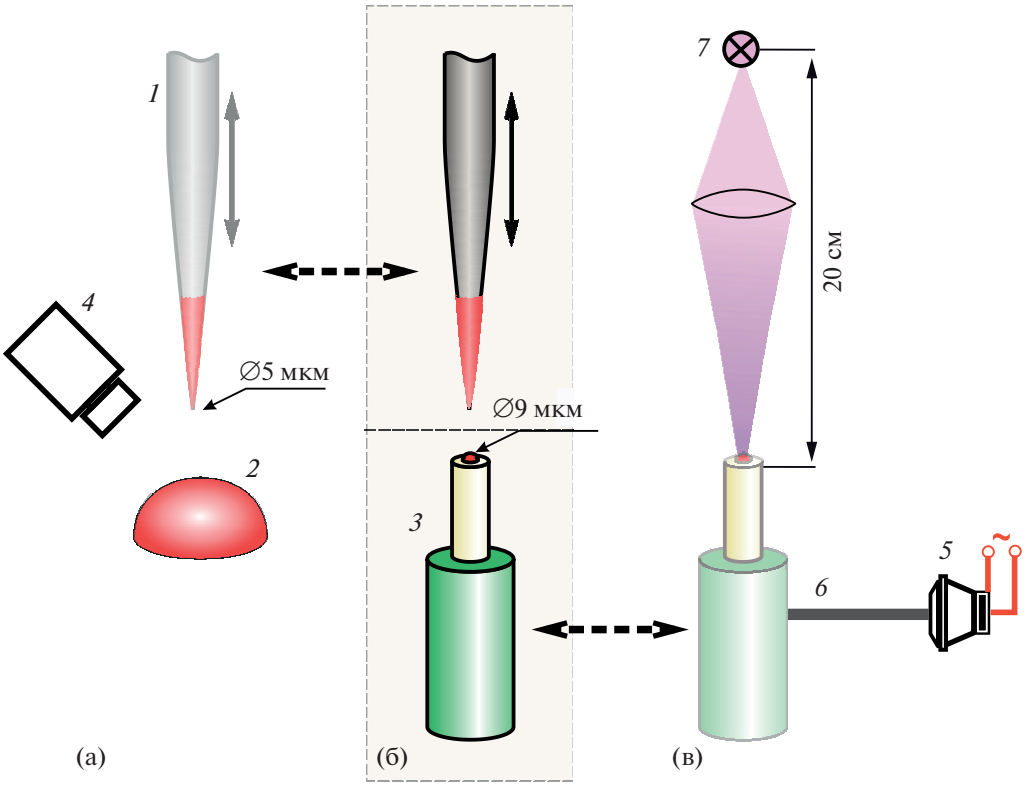


Рис. 1. Схема установки: **а** – забор оптического клея на промежуточный элемент; **б** – нанесение клея на торец оптического волокна; **в** – изменение формы капли и ее полимеризация. *1* – металлическая игла; *2* – капля оптического клея; *3* – оптическое волокно; *4* – микроскоп; *5* – динамик; *6* – волновод; *7* – ультрафиолетовая лампа.

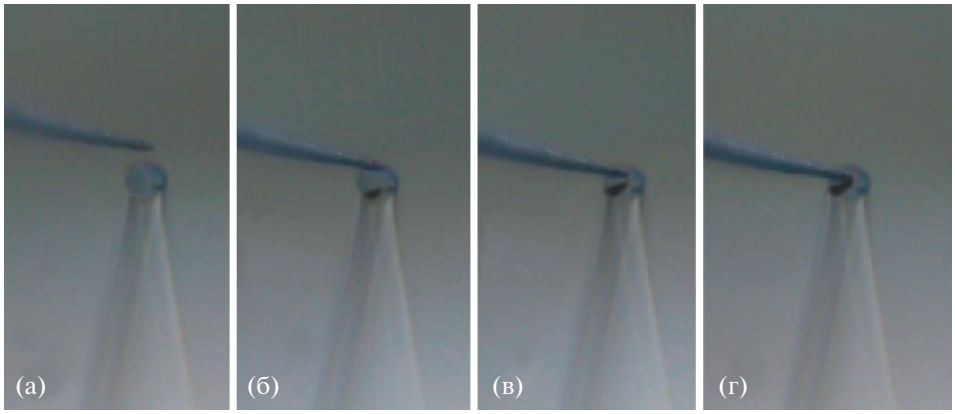


Рис. 2. Этапы формирования клеевой микрокапли на торце оптоволокна.

Подбор оптического клея

Поскольку оптический клей является основой при изготовлении микролинзы, при выборе клея особое внимание уделялось динамической вязкости до его затвердевания, показателю преломления, твердости и температурным характеристикам материала после полимеризации. Показатель преломления полимеризованного клея должен быть равен показателю преломления оптической сердцевины волокна, т.е. иметь значение 1.45 ± 0.05. Для того чтобы микролинза была устойчива к внешним воздействиям, ее твердость в полимеризованном состоянии должна находиться в диапазоне от 70 до 90 по шкале Шора D [49]. Температура среды, в которой происходит эксплуатация готового устройства, лежит в диапазоне от -40 до $+120$°C, поэтому используемый клей должен сохранять свои характеристики при данных условиях. Формирование геометрии капли с ис-

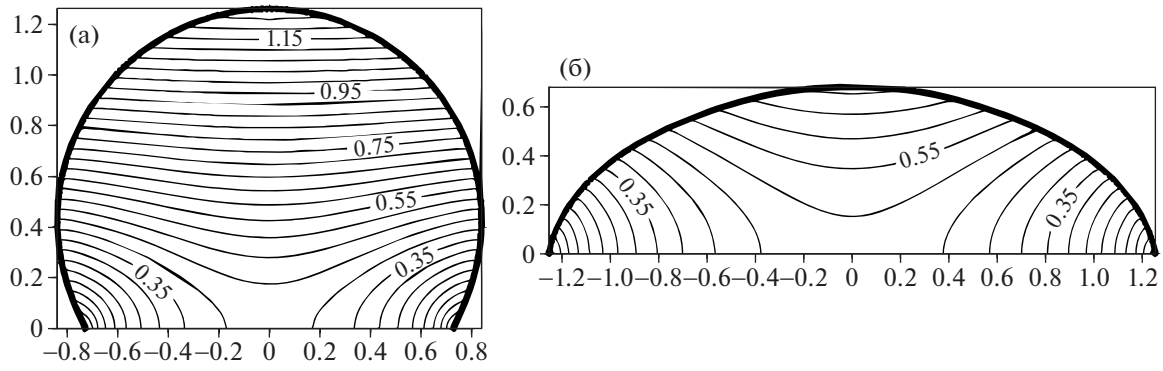


Рис. 3. Осредненная форма капли с изолиниями потенциала пульсационной скорости в состоянии квазиравновесия при Q, равном 0.5 (**а**) и 14.5 (**б**).

пользованием микровибраций накладывает условие на значение динамической вязкости, которая должна находиться в диапазоне от 0.1 до 0.3 Па · с при температуре +25°C. Рассмотрев характеристики оптических клеев NOA 61, NOA 68, J-91, P-92, SK-9, ACW-545 производства ЗАО "ОПТЕКОМ" [50] и R-262 компании Addison Clear Wave [51], используемых в кремниевой фотонике, для работы был выбран состав R-262 (показатель преломления 1.44, температура эксплуатации от 40 до +140°C, динамическая вязкость 0.22 Па · с, твердость (HSD) 80 [51]), который наилучшим образом соответствовал заявленным требованиям.

Нанесение оптического клея

Исходя из размеров сердцевины оптоволокна (9 мкм), для создания микролинзы полусферической формы на торец волокна необходимо нанести объем оптического клея порядка 0.2 пл. Для забора столь малого объема клея и перенесения его на оптоволокно был использован промежуточный элемент – заточенная металлическая игла. Заточка и шлифовка иглы осуществлялись в три этапа. На первом этапе игла, зажатая в патрон дрели, подводилась к наждачной бумаге с зернистостью 30 мкм под углом около 15° к плоскости шлифовального диска. Скорость вращения патрона дрели в процессе полировки менялась от 1000 до 4500 оборотов/мин с шагом 500 оборотов/мин. Время полировки при фиксированной скорости вращения составляло 60 с. На втором и третьем этапах заточки использовалась наждачная бумага с зернистостью 10 и 0.3 мкм соответственно. На выходе после третьего этапа шлифовки диаметр острия иглы составил 5 мкм. Для забора оптического клея малого объема (рис. 1а) подготовленная металлическая игла *1* фиксировалась универсальным держателем на трехосевом позиционере. После фиксации иглы ее острие, предварительно обработанное тефлоном, погружалось в каплю оптического клея *2* ($V \sim 10$ мкл) на глубину 10–20 мкм. За счет сил поверхностного натяжения клей удерживался на наконечнике иглы при извлечении острия из капли.

Далее игла с помощью трехосевого позиционера плавно подводилась к волокну до ее соприкосновения с ним (рис. 1б). При этом некоторый объем клея перетекал на волокно в области сердцевины (рис. 2г). Предварительная обработка волокна перед нанесением клеевой капли заключалась только в удалении защитно-упрочняющего покрытия, волокно скалывалось под прямым углом.

Контроль размера и положения микрокапли проводился на оптическом микроскопе Leitz Ergolux AMC при 50-кратном увеличении, получен-

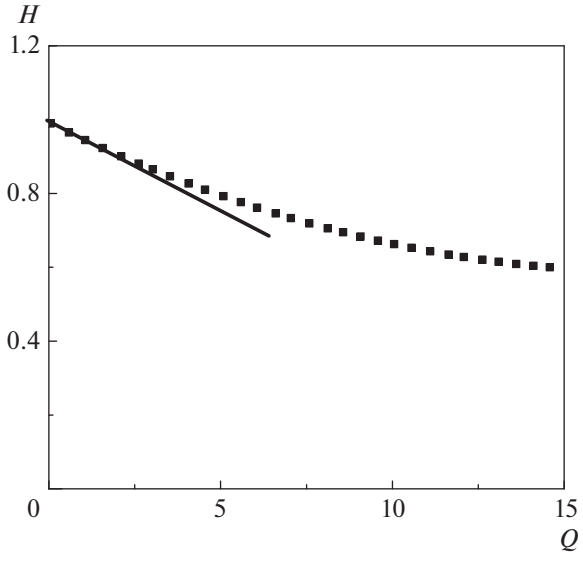


Рис. 4. Зависимость высоты капли H от вибрационного параметра. Линией показано решение, полученное в пределе малого вибрационного параметра. Точки – результат вычислений с использованием вариационного принципа.

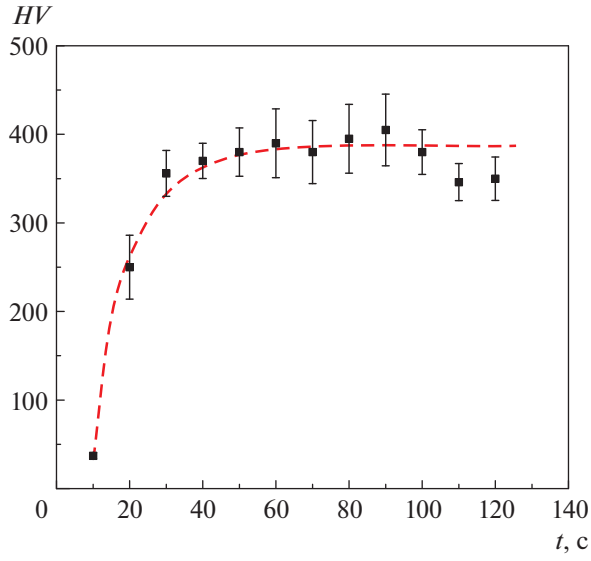


Рис. 5. График зависимости твердости микрокапель оптического клея от времени полимеризации.

ные изображения на разных этапах формирования капли приведены на рис. 2.

Работа с заточенными иглами на этапе нанесения оптического клея при создании микролинз позволяет избежать использования коммерческих механических дозаторов, которые не обеспечивают статистически однородного получения капель заданного объема при динамической вязкости оптического клея более 0.1 Па · с. Пневматические микродозаторы, такие как InjectMan N12, Transfer Man NK2, Patch Man NP2, могли бы решить данную проблему, но высокая стоимость оборудования делает их использование нецелесообразным в настоящей работе. Также использование игл позволяет контролировать объем капли и ее точное позиционирование на торце волокна.

Изменение профиля межфазной поверхности

Как было отмечено во введении, воздействие вибрационного поля на капельные структуры способно видоизменять форму поверхности в зависимости от частоты и амплитуды колебаний. Вибрационный параметр $Q = \rho a^2 \omega^2 R/\sigma$ позволяет определить высоту капли в зависимости от плотности и поверхностного натяжения жидкости в пределе малых значений Q.

Решая пульсационную задачу для полусферической несжимаемой капли методом граничных элементов, в работе были построены изолинии потенциала пульсационной скорости (рис. 3). При малых значениях вибрационного параметра результаты, полученные с помощью вариационного принципа, хорошо согласуются с решением, полученным в пределе $Q \sim 1$ (рис. 4).

Критерием эффективности передачи оптического излучения из волокна в волновод является коэффициент связи C или интеграл перекрытия электромагнитных полей оптического волокна и волновода [52]. Так как диаметр моды, распространяющейся в волноводе, превышает геометрические размеры волновода, для эффективной передачи оптического излучения требуются линзованные волокна, способные создать пучок с диаметром, близким к диаметру моды. В работе [53] по результатам численного моделирования показано, что для получения пучка с диаметром поля моды (ДПМ) порядка 5–10 мкм радиус кривизны линзы должен лежать в пределах от 15 до 20 мкм, при этом фокусное расстояние f линзы составит 20–30 мкм. Исходя из физико-химических свойств выбранного оптического клея R-262 и предъявляемых к изготавливаемой микролинзе оптических характеристик, расчетная задача показала, что для придания капле необходимой геометрической формы требуется оказать на нее вибрационное воздействие с амплитудой 1 мм с частотой порядка 10 кГц.

Изменение формы капли осуществлялось на установке, схема которой приведена на рис. 1в. Вибрационное воздействие на микрокаплю оказывалось с помощью акустических колебаний от динамика *5*, подключенного к генератору синусоидальных колебаний. Гармонические колебания от мембраны динамика *5* передавались на оптоволокно при помощи трубки волновода *6* диаметром 2.5 мм и длиной 10 см, генерируя тем самым высокочастотные вибрации вдоль оси капли.

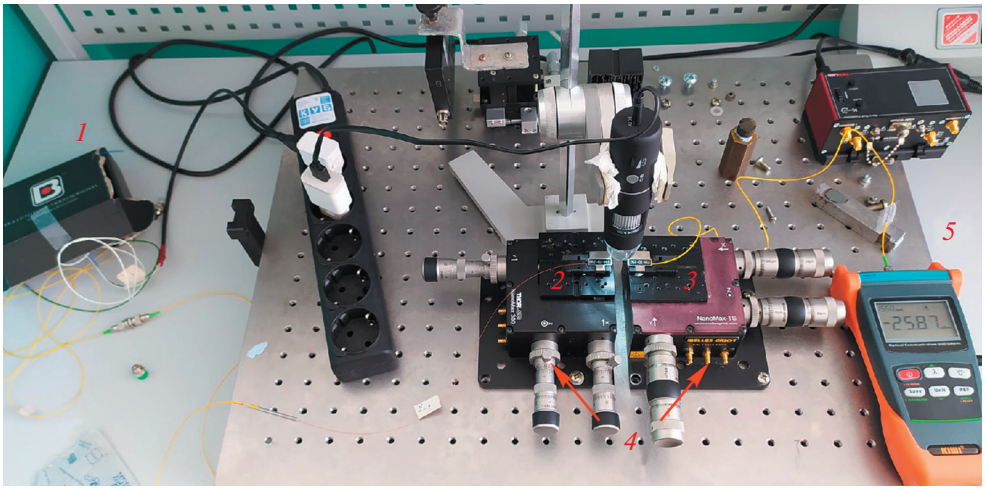
Полимеризация оптического клея

Фиксация формы поверхности микрокапли является завершающим этапом технологического процесса. Полимеризация оптического клея осуществлялась с помощью ультрафиолетовой лампы *7* мощностью 60 Вт, расположенной перпендикулярно к торцу оптического волокна *3* на расстоянии 20 см (рис. 1в).

В характеристиках оптического клея указано, что время его предварительного отверждения при склеивании стеклянных элементов с пропускной способностью длинноволнового ультрафиолетового излучения не менее 85% при окружающей температуре 22°C и использовании излучателя мощностью 15 Вт, расположенного на расстоянии порядка 25 мм над склеиваемыми элементами, составит 10–15 с. Время полного отверждения клея при тех же внешних условиях занимает порядка 1 ч. При этом клеевому слою потребуется передать дозу излучения $4.5 \cdot 10^4$ Дж/м^2 [51].

Характеристики УФ-лампы, используемой в работе, и геометрические размеры капли позволяют дать лишь грубую оценку дозы излучения, ко-

(а)



(б)

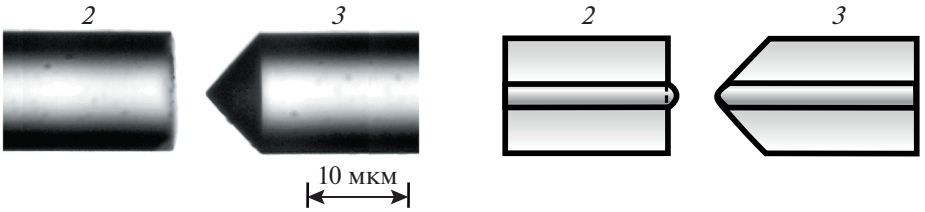


Рис. 6. а – фотография установки для измерения поля моды; **б** – полученная с помощью системы технического зрения фотография (слева) и схема (справа) области стыковки зонда и образца. *1* – источник излучения; *2* – исследуемое волокно; *3* – сканирующий зонд; *4* – трехосевые микропозиционеры; *5* – измеритель мощности оптического излучения.

торую получал объем клея при его предварительном отверждении, и рассчитать время облучения.

Для определения времени воздействия для предварительной полимеризации получаемых микрокапель в работе были проведены эксперименты по измерению твердости изготавливаемых линз по методу Виккерса на твердомере DM-8 [54]. Данный метод подходит для исследования твердых образцов и изделий в микромасштабе с прозрачной или полупрозрачной структурой. Метод заключается во вдавливании алмазного наконечника в форме правильной четырехугольной пирамиды в образец под действием постоянной нагрузки. Отношение нагрузки к площади поверхности полученного пирамидального отпечатка позволяет рассчитать твердость исследуемых образцов. График зависимости твердости по шкале Виккерса при постоянной нагрузке 25 кг с/мм^2 микролинз от времени облучения представлен на рис. 5.

Согласно графику, твердость капель достигает стабильных значений после 60 с облучения. Эксперименты также показали, что полимеризация образцов дольше 2 мин приводила к изменению цвета капли и ее дальнейшему разрушению. Таким образом, можно сделать вывод, что 60–90 с является необходимым и достаточным временем для отверждения оптического клея в объеме микрокапли.

ОЦЕНКА КАЧЕСТВА МИКРОЛИНЗЫ

Ключевыми оптическими параметрами волоконных линз являются ДПМ – минимальный диаметр d оптического пучка в области перетяжки, а также фокусное расстояние f линзы. Указанные характеристики измерялись по методикам, описанным ниже.

Измерение диаметра поля моды оптического излучения методом поперечного сдвига в ближнем поле

Измерение ДПМ изготовленных линзованных волокон проводилось методом поперечного сдвига [55, 56]. Метод основан на измерении мощности излучения, выходящего из двух последовательно состыкованных одномодовых волокон при их взаимном радиальном смещении в месте стыковки. ДПМ определяли как расстояние между точками гауссова распределения фундаментальной моды оптического волокна, в которых мощность сигнала падает в e^2 раз.

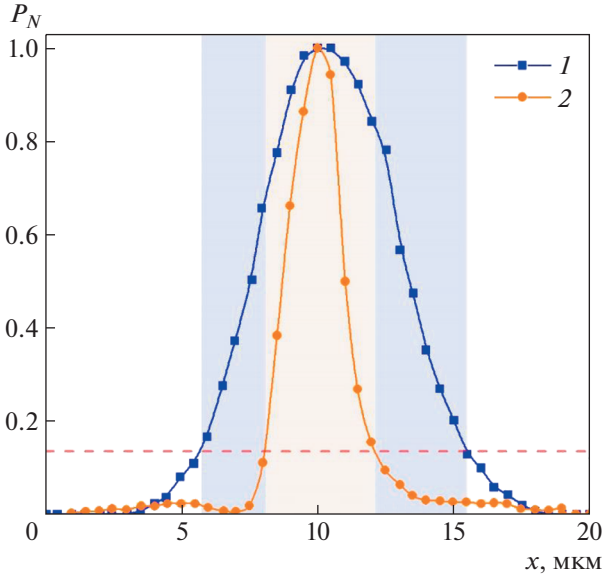


Рис. 7. График зависимости нормированной мощности излучения от координаты сканирующего зонда: *1* – оптическое волокно до формирования на его торце клеевой микролинзы, *2* – линзованное волокно. Штриховая линия соответствует падению мощности в e^2 раз.

Для повышения точности измерений были соблюдены следующие условия: сканирующий зонд и исследуемое линзованное волокно располагались на одном уровне, характеристики сканирующего зонда максимально приближены к характеристикам идеального точечного источника, исследуемый образец располагался в фокусе зонда. Фотография установки, на которой были проведены измерения ДПМ, представлена на рис. 6.

Длинноволновое излучение ($\lambda = 1.55$ мкм), генерируемое лазером *1*, направлялось в сканирующий зонд *3*. Роль сканирующего зонда выполняло линзованное волокно, промышленно изготовленное методом шлифовки. Напротив, соосно зонду *3*, располагалось исследуемое линзованное волокно *4*, изготовленное по предложенной в работе методике. Зонд *3* и волокно *4* фиксировались магнитными держателями на трехосевых микропозиционерах *2*. Для измерения диаметра поля моды оптического излучения сканирующий зонд *3* смещался с шагом 0.5 мкм ортогонально оси исследуемого образца *4*. Значение оптической мощности излучения, проходящего сквозь волокно *4*, регистрировалось детектором *6*. График нормированной мощности излучения, проходящего через исследуемое волокно, в зависимости от положения сканирующего зонда представлен на рис. 7. ДПМ определялся из графика как расстояние между точками, в которых мощность сигнала падала в e^2 раз.

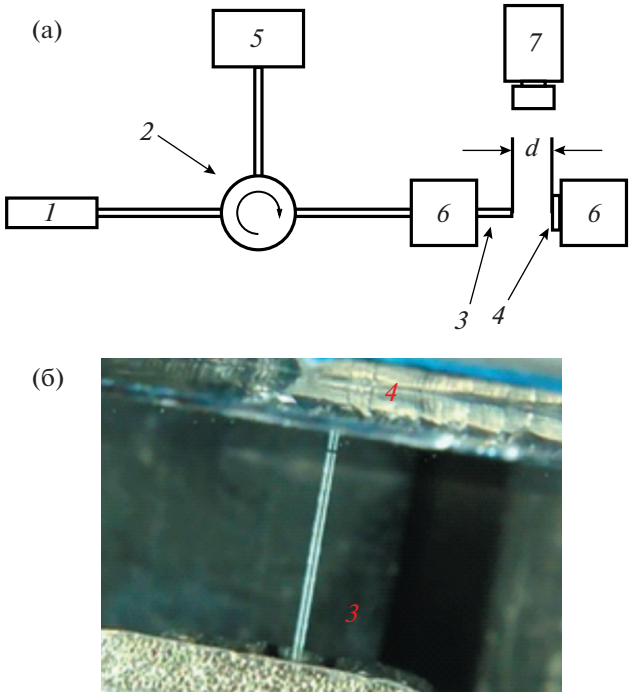


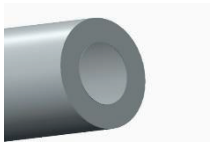
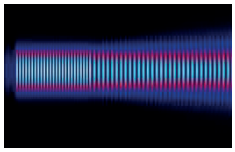
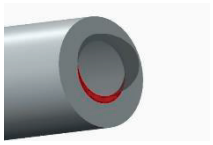
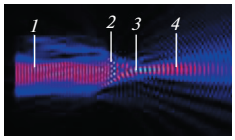
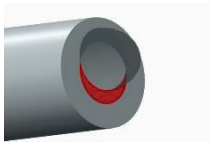
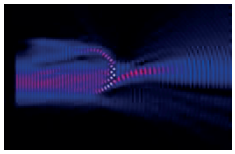
Рис. 8. а – блок-схема экспериментальной волоконно-оптической автоколлимационной установки для определения фокусного расстояния микролинз. *1* – источник излучения, *2* – оптический циркулятор, *3* – исследуемое линзованное волокно, *4* – зеркальная поверхность, *5* – измеритель оптической мощности, *6* – микропозиционер, *7* – камера технического зрения; **б** – фотография с камеры технического зрения.

Проведенные измерения показали, что значение ДПМ оптического волокна до формирования на его торце клеевой микролинзы составляло 9.8 мкм (см. рис. 7, кривая *1*), после – 4.1 мкм (кривая *2*).

Измерение фокусного расстояния микролинзы

Фокусное расстояние линзованных волокон определялось с помощью интерферометра Фабри–Перо [53, 56–58]. Использование данного метода обусловлено рядом причин. Во-первых, метод позволяет избежать проблемы настройки оптики и необходимости точного позиционирования главных оптических плоскостей. Во-вторых, одномодовое оптическое волокно, используемое в качестве основного элемента в оптической схеме, служит одновременно источником света, объектом и приемником с микрометровыми размерами, обладая при этом высокой чувствительностью к пространственному смещению сфокусированного обратного отражения эмиссии. Таким образом достигается высокая точность определения ДПМ (погрешность метода меньше 0.5%). В-третьих, принципиальная оптическая схема проста, ком-

Таблица 1. Результаты численного моделирования профиля оптического излучения в области фокусировки сигнала

Смещение, мкм	Потери	Модель линзованного волокна	Профиль оптического излучения
0	0		
1.0	20		
2.0	50		

Примечание. *1* – излучение, проходящее через область распространения в волокне; *2* – область фокусировки излучения клеевой микролинзой; *3* – фокусное расстояние; *4* – область рассеяния оптического излучения в воздушной среде.

пактна и легко реализуема. Схема установки для проведения измерений представлена на рис. 8а.

Излучение, генерируемое лазером *1* с длиной волны 1.55 мкм, проходя циркулятор *2*, попадает в волокно с клеевой микролинзой *3*. Далее луч, отражаясь от зеркальной поверхности *4*, возвращается в оптоволокно и перенаправляется оптическим циркулятором *2* в измеритель оптической мощности *5*. Расстояние между волокном и зеркалом изменяется с помощью микропозиционера *6*. Приняв положение линзы в позиции касания

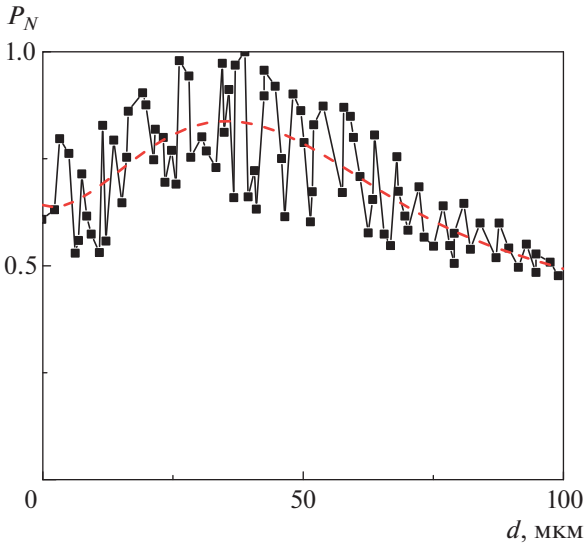


Рис. 9. График зависимости нормированной отраженной мощности от положения линзованного волокна относительно зеркальной поверхности.

ею зеркала *4* за нулевое (рис. 8б), волокно с помощью позиционера *6* отводится от зеркальной поверхности с шагом 50 нм. С помощью измерителя мощности проводится регистрация отраженного сигнала в зависимости от положения линзованного волокна относительно зеркальной поверхности. Результаты измерения представлены на рис. 9.

Как видно из графика, представленного на рис. 9, в результате переотражения луча от зеркала и микролинзы наблюдается характерная интерференционная картина сигнала. Аппроксимировав данные полиномом шестого порядка, нами было определено фокусное расстояние микролинзы: f = 36.4 мкм. Последнее соответствует оценке, сделанной на этапе расчета геометрической формы линзы в зависимости от вибрационного параметра Q (см. разд. “Изменение профиля межфазной поверхности”).

Влияние точности позиционирования микролинзы на коэффициент связи

Ранее было отмечено, что одним из основных критериев оценки качества линзованного волокна является величина потерь оптического излучения при стыковке фотонной интегральной схемы [59].

В табл. 1 представлены результаты численного моделирования профиля оптического излучения в области фокусировки сигнала, проходящего через клеевую микролинзу. Моделирование проводилось в программе COMSOL Multiphysics и использовалось для расчета потерь в зависимости от

относительного смещения оптической оси линзы относительно центра волокна.

Результаты моделирования показали, что отклонение оси линзы на 0.5 мкм относительно центра оптического волокна приводит к потерям сигнала на 5%, что является критическим значением для пригодности использования данного волокна в практических целях. Данный эффект необходимо учитывать в процессе производства линзованных волокон по методу, описанному в данной статье.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлен альтернативный способ создания микролинз на торце оптического волокна, а также оценка качества формирующихся линз. Метод заключается в нанесении на торец волокна капли оптического клея с показателем преломления, соответствующим показателю преломления волокна. В работе подробно описана методика дозирования оптического клея для формирования капли нужного размера и ее позиционирования на оси оптического волокна. Использование микровибраций позволяет задавать форму капли, удерживаемой силами поверхностного натяжения. Облучение капли ультрафиолетом приводит к отверждению клея, при этом на торце оптического волокна формируется микролинза с заданным фокусным расстоянием. Определены оптимальные способы отверждения клеевой микролинзы: необходимое дозирование мощности и времени облучения для отверждения оптического клея. Проведено измерение оптических, физико-химических, физико-механических и эксплуатационных свойств изготавливаемых линз с оценкой эффективности их дальнейшего использования.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 121101300016-2).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Piccirillo F., Giaquinto M., Ricciardi A., Cusano A.* // Results in Optics. 2021. V. 6. P. 100203. https://doi.org/10.1016/j.rio.2021.100203
2. *Ghenuche R., Rigneault H., Wenger J.* // Optics express. 2012. V. 20. № 27. P. 28379. https://doi.org/10.1364/OE.20.028379
3. *Allen K.W., Kosolapov A.F., Kolyadin A.N., Pryamikov A.D., Mojaverian N., Limberopoulos N.I., Astratov V.N.* // 15th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON). Pab. IEEE. 2013. P. 1. https://doi.org/10.1109/ICTON.2013.6602908
4. *Zelgowski J., Abdurrochman A., Mermet F., Pfeiffer P., Fontaine J., Lecler S.* // Optics Letters. 2016. V. 41. № 9. P. 2073. https://doi.org/10.1364/OL.41.002073
5. *Bouaziz D., Chabrol G., Guessoum A., Demagh N.E., Lecler S.* // Photonics. 2021. V. 8. № 9. P. 373. https://doi.org/10.3390/photonics8090373
6. *Xiong Y., Xu F.* // Advanced Photonics. 2020. V. 2. № 6. P. 064001. https://doi.org/10.1117/1.AP.2.6.064001
7. *Yang L., Dai D., Yang B., Sheng Z., He S.* // Applied optics. 2009. V. 48. P. 672. https://doi.org/10.1364/AO.48.000672
8. *Ounnas B., Sauviac B., Takakura Y., Lecler S., Bayard B., Robert S.* // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2015. V. 63. № 12. P. 5612. https://doi.org/10.1109/TAP.2015.2491328
9. *Song J.H., Rensing M., Daunt C.L., O'Brien P., Peters F.H.* // Optical Engineering. 2010. V. 49. P. 014301. https://doi.org/10.1117/1.3286539
10. Datasheet. Tapered and lensed fibers. OZ Optics. URL: https://www.ozoptics.com/ALL-NEW_PDF/DTS0080.pdf.
11. *Wu G., Mirza A.R., Gamage S.K., Ukrainczyk L., Shashidhar N., Wruc G., Ruda M.* // Journal Of Micromechanics and Microengineering. 2004. V. 14. P. 1367. https://doi.org/10.1088/0960-1317/14/10/011
12. *Utzinger U., Richards-Kortum R.R.* // Journal of biomedical optics 2003. V. 8. P. 121. https://doi.org/10.1117/1.1528207
13. *Colchester R.J., Mosse C.A., Bhachu D.S., Bear J.C., Carmalt C.J., Parkin I.P., Treeby B.E., Papakonstantinou I., Desjardins A.E.* // Applied Physics Letters. 2014. V. 104. № 17. P. 173502. https://doi.org/10.1063/1.4873678
14. *Colchester R.J., Little, C.D., Alles E.J., Desjardins A.E.* // Applied Physics Letters. 2019. Is. 114. P. 113505. https://doi.org/10.1063/1.5089750
15. *Finlay M.C., Mosse C.A., Colchester R.J., Noimark S., Zhang E.Z., Ourselin S., Beard P.C., Schilling R.J., Parkin I.P., Papakonstantinou I., Desjardins A.E.* // Light: Science & Applications. 2017. V. 6. P. el7103. https://doi.org/10.1038/lsa.2017.103
16. *Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Воронин Ю.М.* // Известия РАН. Серия физическая. 1999. Т. 63. № 10. С. 1954.
17. *Leung A., Shankar P. M., Mutharasan R.* // S. Actuators B: Chemical. 2007. V. 125. P. 688. https://doi.org/10.1016/j.snb.2007.03.010
18. *Shi C., Yan H., Gu C., Ghosh D., Seballos L., Chen S., Zhang J.Z., Chen B.* // Applied Physics Letters. 2008. V. 92. P. 103107. https://doi.org/10.1063/1.2883957
19. *Yang X., Gu C., Qian F., Li Y., Zhang, J.Z.* // Analytical Chemistry. 2011. V. 83. № 15. P. 5888. https://doi.org/10.1021/ac200707t
20. Datasheet. Micro-lensed optical fibers, WTT technology. URL: https://www.wttechnology.com.

21. *Pawar D., Kale S.N.* // Microchimica Acta. 2019. V. 186 № 4. P. 1. https://doi.org/10.1007/s00604-019-3351-7

22. *Islam M., Ali M.M., Lai M.H.* // Sensors. 2014. V. 14. № 4. P. 7451. https://doi.org/10.3390/s140407451

23. *Zhang Y., Peng H., Qian X.* // Sensors and Actuators B: Chemical. 2017. V. 244. P. 393. https://doi.org/10.1016/j.snb.2017.01.004

24. *Shao J., Xie W., Song X., Zhang Y.* // Sensors. 2017. V. 17. № 9. P. 2144. https://doi.org/10.3390/s17092144

25. *Yan H., Zhao X., Zhang C., Li Q.Z., Cao J., Han D.F., Hao H., Wang M.* // Optics Communications. 2016. V. 359. P. 157. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2015.09.041

26. *Yu C., Liu L., Chen X., Liu Q., Gong Y.* // Photonic Sensors. 2015. V. 5. № 2. P. 142. https://doi.org/10.1007/s13320-015-0237-0

27. *Li Y., Zhao C., Xu B., Wang D., Yang M.* // Optics Communications. 2018. V. 414. P. 166. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.12.012

28. *Kuwahara H., Sasaki M., Tokoyo N.* // Applied Optics. 1980. V. 19. № 15. P. 2578. https://doi.org/10.1364/AO.19.002578

29. *Wu C.C., Tseng Y.D., Kuo S.M., Lin C.H.* // Optics Express. 2011. V. 19. № 23. P. 22993. https://doi.org/10.1364/OE.19.022993

30. *Eisenstein G., Vitello D.* // Applied Optics. 1982. V. 21. P. 3470. https://doi.org/10.1364/AO.21.003470

31. *Choi. H.Y., Ryu S.Y., Na J., Lee B.H., Sohn I.B, Noh Y.C., Lee J.* // Optics Letters. 2008. V. 33. Is. 1. P. 34. https://doi.org/10.1364/OL.33.000034

32. *Kawachi M., Edahiro T., Toba H.* // Electronics Letters. 1982. V. 18. Is. 2. P. 71. https://doi.org/10.1049/el:19820049

33. *Ghafoori-Shiraz H., Asano T.* // Optics Letters. 1986. V. 11. P. 53. https://doi.org/10.1364/OL.11.000537

34. *Zaboub M., Guessoum A., Demagh N.E., Guermat A.* // Optics Communications. 2016. V. 366. P. 122. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2015.12.010

35. *Presby H.M., Edwards C.A.* // Electronics Letters. 1992. V. 28. № 6. P. 582. https://doi.org/10.1049/el:19920367

36. *Malki A., Bachelot R., Lauwe F.V.* // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. 2001. V. 3. № 4. P. 291. https://doi.org/10.1088/1464-4258/3/4/310

37. *Edwards C.A., Presby H.M., Corrado D.* // Journal of Lightwave Technology. 1993. V. 11. P. 252. https://doi.org/10.1109/50.212535

38. *Mandal H., Maiti S., Chiu T.L.* // Optik. 2018. V. 168. P. 533. https://doi.org/10.1109/50.212535

39. *Edwards C.A., Presby H.M., Dragone C.* // Journal Lightwave Technol. 1993. V. 11. P. 252. https://doi.org/10.1109/50.212535

40. *Yang H.M., Chen C.T., Ro R., Liang T.C.* // Optics & Laser Technology. 2010. V. 42. № 6. P. 918. https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2010.01.009

41. *Wen C., Hu J., Xu W., Shi J., Zhen S., Cao Z., Yu B., Xu F.* // Optics & Laser Technology. 2020. V. 214. P. 164829. https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.164829

42. *Thomson W.* // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1871. V. 42. Is. 281. P. 362. https://doi.org/10.1080/14786447108640585

43. *Faraday M.* // Philosophical transactions of the Royal Society of London. 1831. V. 121. P. 299. https://doi.org/10.1098/rstl.1831.0018

44. *Капица П.Л.* // УФН. 1951. Т. 44. С. 7.

45. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1973.

46. *Wolf G.H.* // Zeitschrift Physik. 1969. V. 227. P. 291. https://doi.org/10.1007/BF01397662

47. *Любимов Д.В., Любимова Т.П., Черепанов А.А.* Динамика поверхностей раздела в вибрационных полях. М.: Физматлит, 2003.

48. *Иванцов А.О.* Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Пермь: Пермский гос. ун-т, 2009.

49. Метротест. Сущность метода измерения по Шору. URL: https://metrotest.ru/article/sushhnost- metoda-izmereniya-po-shoru.

50. Закрытое акционерное общество “ОПТЕКОМ Санкт-Петербург”. URL: http://www.optecom.ru.

51. Addison Clear Wave. URL: https://www.addison-cw.com/wp-content/uploads/R262-MOD-5WD3.pdf.

52. *Lefevre H.C.* The fiber-optic gyroscope. London: Artech house, 1993.

53. *Карнаушкин П.В., Пономарёв Р.С.* // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2017. Т. 1. № 35. С. 54. https://doi.org/10.17072/1994-3598-2017-1-54-64

54. ГОСТ 2999-75 (СТ СЭВ 470-77). Металлы и сплавы. Метод измерения твердости по Виккерсу. М.: Государственный комитет СССР по стандартам, 1975.

55. ГОСТ Р МЭК (60793-1-45-2013). Методы измерений и проведение испытаний. Диаметр модового поля. М.: Издательство стандартов, 1994.

56. *Li E.* // Optics Letters. 2006. V. 31. № 2. P. 169. https://doi.org/10.1364/OL.31.000169

57. *Ilev I.K.* // Optics Letters. 1995. V. 20. № 6. P. 527. https://doi.org/10.1364/OL.20.000527

58. ГОСТ Р МЭК (793-1-93). Волокна оптические. Общие технические требования. М.: Изд-во стандартов, 1994.

59. *Блистанов А.А.* Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М.: МИСИС, 2007.

EDN: XMNWGP
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 78–86

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 535-15

УЗКОПОЛОСНЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА НА ОСНОВЕ ПЕРИОДИЧЕСКИ-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ СТРУКТУРЫ НИОБАТА ЛИТИЯ С ОБЪЕМНОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКОЙ

© 2022 г. Н. Ю. Костюкова[a,*], Е. Ю. Ерушин[a], А. А. Бойко[a], Д. Б. Колкер[a]

[a] *Новосибирский национальный исследовательский государственный университет*
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2
**e-mail: n.duhovnikova@gmail.com*

Поступила в редакцию 18.03.2022 г.
После доработки 03.05.2022 г.
Принята к публикации 15.05.2022 г.

Разработан узкополосный источник излучения на основе параметрического генератора света в вырожденном режиме с кристаллом MgO:PPLN и объемной брэгговской решеткой с длиной волны 2128 нм. Сигнальная волна разработанного генератора перестраивается в спектральном диапазоне 2041–2106 нм, а холостая волна — в диапазоне 2152–2224 нм с шириной линии порядка 0.5–0.89 нм. В качестве выходного зеркала использованы пять зеркал с разными коэффициентами отражения (R = 55, 60, 66.5, 79.5, 88.6%) для генерируемого излучения. Максимальный уровень мощности, около 1 Вт (200 мкДж), достигнут на длине волны 2128 нм при использовании зеркала с коэффициентом отражения 55%. Измеренные показатели качества пучка генерируемого излучения составили 3.6 по вертикали и 4.2 по горизонтали.

DOI: 10.31857/S0032816222060076

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерные источники, генерирующие излучение в безопасной для глаз области спектра, около 2 мкм, имеют множество применений, таких как мониторинг окружающей среды, медицина и научные исследования. Наличие линий поглощения некоторых атмосферных газов, в том числе CO_2 и N_2O, в этой области спектра позволяет использовать двухмикронные источники излучения для лидарных систем [1, 2]. Минимальная глубина проникновения такого излучения в ткани человеческого тела и поглощение воды в этом диапазоне позволяют использовать эти источники для нейрохирургии, отоларингологии, урологии и других медицинских приложений [2–4]. Также двухмикронные источники могут применяться в качестве источников накачки для параметрических генераторов света (ПГС) среднего инфракрасного диапазона [2, 5]. В данной области спектра основными источниками являются дискретно перестраиваемые твердотельные лазеры на основе кристаллов, легированных ионами тулия Tm^{3+} и гольмия Ho^{3+} [2, 6, 7]. Альтернативным методом генерации излучения с длиной волны 2 мкм является использование вырожденного ПГС с накачкой неодимовым лазером на длине волны 1 мкм [5, 8]. В таких схемах необходимо дополнительно применять специальные способы сужения ширины спектральной линии, например использовать инжектирующие лазеры [9] или селективные элементы, такие как дифракционные решетки [10], призмы [10], эталоны Фабри–Перо [11] и объемные брэгговские решетки (ОБР) [5, 12].

Периодическая модуляция показателя преломления ОБР, также называемых объемными голографическими решетками, позволяет добиться отражения на фиксированной длине волны в некоторой узкой полосе пропускания света – на порядки уже, чем у селективных зеркал [12]. В 2005 году было впервые продемонстрировано применение ОБР в качестве элемента резонатора ПГС [13]. Авторам указанной работы удалось уменьшить (до 0.16 нм) ширину линии сигнальной волны ПГС на основе кристалла PPKTP (Periodically poled potassium titanyl phosphate) с накачкой излучением второй гармоникой Nd:YAG-лазера с длиной волны 532 нм. Немного позднее эта идея была применена для ПГС в вырожденном режиме с длиной волны порядка 2 мкм [5, 14, 15]. В работе [14], посвященной ПГС на основе PPLN (Periodically poled lithium niobate) с ОБР,

ширина линии сигнальной волны составила 0.44 нм на длине волны 2008 нм, а ширина линии холостой волны – 0.72 нм на длине волны 2264 нм, максимально достигнутый уровень энергии выходного излучения составил 156 мкДж при частоте следования импульсов 10 кГц. При этом длина волны излучения не перестраивалась. Очень высокий уровень энергии, 50 мДж, на частоте следования 30 Гц был достигнут в работе [15]. Для достижения таких рекордных энергетических характеристик авторы использовали кристалл PPLN длиной 36 мм с большой апертурой (5 × 5 мм). Длина волны выходного излучения была фиксирована и составляла 2128 нм с шириной линии 1.5 нм. В работе [9] описывается схема параметрического усилителя с инжектированием излучения ПГС на основе PPKTP. В такой конфигурации продемонстрирован уровень выходной энергии 52 мДж на длине волны 2131.3 нм. Ширина линии инжектирующего излучения составляла 0.56 нм, при этом длина волны перестраивалась в небольшом диапазоне (около 21 нм).

Ранее мы продемонстрировали в работе [16] ПГС на основе PPLN с ОБР, специфицированной для уменьшения ширины линии излучения с длиной волны 2117 нм при нормальном угле падения. Длина холостой волны перестраивалась в диапазоне от 2050 до 2117 нм для сигнальной волны и от 2140 до 2208 нм для холостой волны с шириной линии порядка 1 нм. При этом средняя мощность выходного излучения составила 617 мВт при частоте следования импульсов 5 кГц.

В настоящей работе представлена оптимизированная схема экспериментальной установки. Использование ОБР, специфицированной для отражения излучения с длиной волны 2128 нм при нормальном угле падения, и выходного зеркала резонатора ПГС с коэффициентом отражения 55% позволило увеличить эффективность преобразования излучения накачки с 10 до 18.7%. Проведено исследование зависимости уровня мощности выходного излучения от коэффициента отражения выходного зеркала для генерируемого излучения. Показано, что при использовании зеркала с коэффициентом отражения 55% достигнут максимальный уровень средней мощности выходного излучения ~1 Вт. Описанный подход позволил впервые получить столь широкий диапазон перестройки длины волны (2041–2128 нм для сигнальной волны и 2128–2224 нм для холостой волны) для узкополосного ПГС на основе периодически поляризованного кристалла ниобата лития, легированного оксидом магния (MgO:PPLN), в режиме, близком к вырожденному, с ОБР.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки ПГС на основе MgO:PPLN, работающей в режиме, близком к вырожденному. Для накачки ПГС использовался импульсный Nd:YVO_4-лазер (Canlas Laser Processing GmbH) с длиной волны 1064 нм. Лазер излучал импульсы длительностью 8 нс с частотой следования 5 кГц. Ширина линии излучения лазера накачки была измерена при помощи Angstrom LSA L IR-спектрометра (HighFinesse GmbH) со спектральным разрешением около 45 пм и составила 230 пм. Пространственный профиль пучка близок к гауссову, показатель качества пучка $M^2 \approx 1.2$. Для предотвращения повреждения оптических элементов излучателя лазера использовался оптический изолятор Фарадея (ОИ), предотвращающий попадание отраженного излучения обратно в выходное окно лазера. Вертикальная поляризация излучения накачки обеспечивалась при помощи полуволновой пластинки ($\lambda/2$), на рабочие поверхности которой нанесено просветляющее покрытие. Телескоп, состоящий из двух линз L_1 и L_2 с фокусными расстояниями $f_1 = 174$ мм и $f_2 = -100$ мм, обеспечивал в кристалле PPLN требуемый размер луча: $d_x = 1.3$ мм и $d_y = 1.5$ мм (по уровню e^{-2}) – с полным углом расходимости порядка 0.25 мрад. Для ввода излучения накачки в резонатор ПГС, образованный зеркалами M_2 и M_3, использовалось дихроичное зеркало M_1 с высоким коэффициентом отражения для излучения накачки (HRs (45°, 1064 нм) > 99.9%) и высоким коэффициентом пропускания для излучения с длиной волны порядка 2 мкм (Ts (45°, 2100–2150 нм) ≈ 95%). Диэлектрическое зеркало M_2 отражает 99.9% генерируемого излучения. В качестве выходного зеркала M_3 резонатора ПГС использованы пять зеркал с высоким коэффициентом отражения для излучения накачки (HRs (0°, 1064 нм) >98.4%) и различными коэффициентами отражения для генерируемого излучения ($R = 55$, 60, 66.5, 79.5, 88.6%).

В качестве нелинейного элемента ПГС использовалась периодически поляризованная структура ниобата лития – MgO:PPLN-кристалл (HC Photonics Corp.) с периодом регулярной доменной структуры 32.25 мкм. Кристалл PPLN длиной 25 мм имел апертуру 3 × 3 мм с плоскостностью не хуже $\lambda/6$ для излучения с $\lambda = 633$ нм. На рабочие грани кристалла было нанесено антиотражающее (AR) покрытие, обеспечивающее высокий коэффициент пропускания для излучения накачки и генерируемого излучения. Кристалл PPLN располагался внутри термостата (HC Photonics Corp.), который поддерживал оптимальную температуру кристалла на уровне 30–70°C с погрешностью не хуже 0.1°C. Термостат размещался на прецизионной линейной *XY*-подвижке.

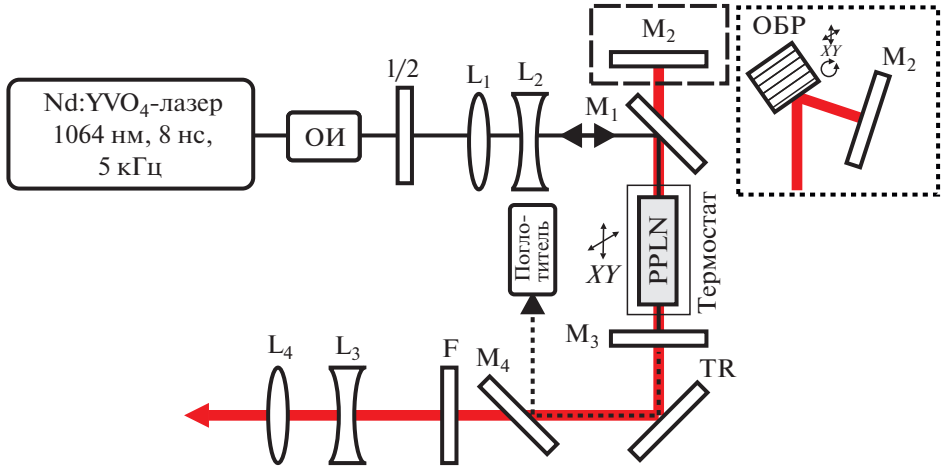


Рис. 1. Оптическая схема ПГС на основе кристалла MgO:PPLN, работающая в режиме, близком к вырожденному. ОИ – оптический изолятор Фарадея; λ/2 – полуволновая пластинка; L_1–L_4 – линзы; M_1–M_4 – диэлектрические дихроичные зеркала; TR – отражающее зеркало; F – фильтр. Вариант схемы с ОБР дан в пунктирной рамке.

Для сужения ширины спектральной линии излучения ПГС оптическая схема экспериментальной установки модернизировалась: вместо зеркала M_2 (выделено штриховой линией на рис. 1) использовался комплект из этого зеркала и ОБР, размещенной на линейной *XY*-подвижке и прецизионной поворотной подвижке (пунктирная линия на рис. 1).

Длина резонатора ПГС без ОБР и с ОБР, размещенной по нормали к оси резонатора, составляла 50 мм. Однако для перестройки длины волны ПГС поворачивалась ОБР, при этом длина резонатора увеличивалась примерно до 80 мм. ОБР, изготовленная университетом ИТМО совместно с АО “ЛЛС”, размером 7 × 7 × 5 мм была специфицирована для уменьшения ширины линии излучения с длиной волны 2128 нм (вырожденный режим) с дифракционной эффективностью 95% при нормальном угле падения.

Излучение ПГС отражалось зеркалом TR и направлялось в измерительную головку измерителя мощности (12A, Ophir). Для дополнительной фильтрации излучения с длиной волны порядка 2 мкм использовалось диэлектрическое зеркало M_4, размещенное под углом 45° к оси луча, отражающее излучение накачки (HR (45°, 1064 нм) = 99.9%) в поглотитель пучка и пропускающее излучение с длиной волны порядка 2 мкм T(45°, 2050–2200 нм) = = 92%. Для дополнительной селекции использовался фильтр (F), пропускающий излучение с длиной волны больше 1500 нм и имеющий высокий коэффициент пропускания для генерируемого излучения HT (0°, 2000–2200 нм) > 97%. Для уменьшения расходимости выходного излучения использовалась система линз L_3, L_4 с фокусными расстояниями $f_3 = 30$ мм и $f_4 = 125$ мм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для измерения длины волны излучения ПГС использовался спектрометр Thorlabs CCS200/M со спектральным разрешением 2 нм и спектральным диапазоном 200–1000 нм. При помощи данного спектрометра измерялась длина волны излучения генерации суммарной частоты, порождаемой взаимодействием излучения накачки и холостой или сигнальной волн в нелинейном кристалле. Генерация суммарной частоты в нашем случае является слабым паразитным эффектом. Однако именно этот паразитный эффект позволяет нам оценить длины сигнальной и холостой волн ПГС по следующей формуле:

$$\lambda_{s,id} = 1/(1/\lambda_{\mathrm{SFG}} - 1/\lambda_p), \qquad (1)$$

где λ_{SFG} – измеренная длина волны генерации суммарной частоты; λ_s – длина сигнальной волны ПГС; λ_{id} – длина холостой волны ПГС; λ_p – длина волны накачки, в нашем случае 1064 нм.

На рис. 2 показаны результаты измерений спектров излучения генерации суммарной частоты для разной температуры кристалла. Для измерения длины волны генерации суммарной частоты коллиматор спектрометра Thorlabs CCS200/M размещался, согласно экспериментальной схеме, перед линзами L_3 и L_4. В этом случае фильтр F убирали из оптической схемы. Согласно рис. 2, вырожденный режим генерации наблюдался при температуре кристалла 57°C.

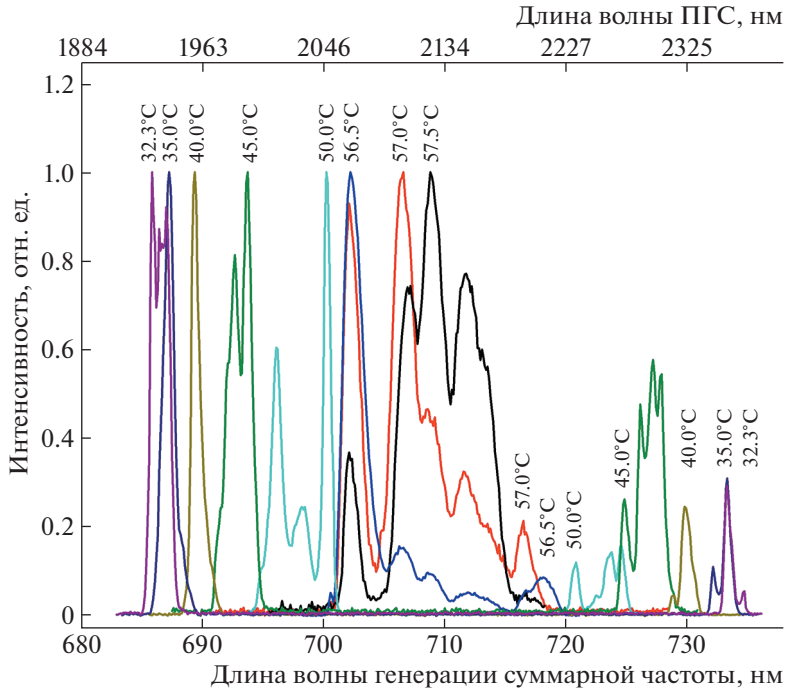


Рис. 2. Спектры излучения генерации суммарной частоты без ОБР для разной температуры кристалла PPLN.

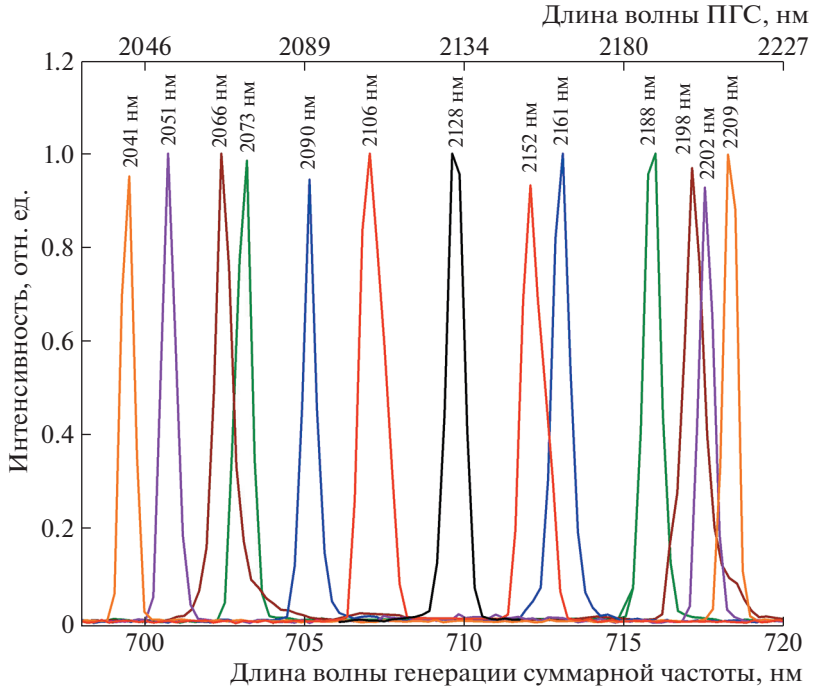


Рис. 3. Спектры излучения генерации суммарной частоты при разных углах поворота ОБР при фиксированной температуре кристалла PPLN 57°C и 50°C (два крайних пика с обеих сторон рисунка).

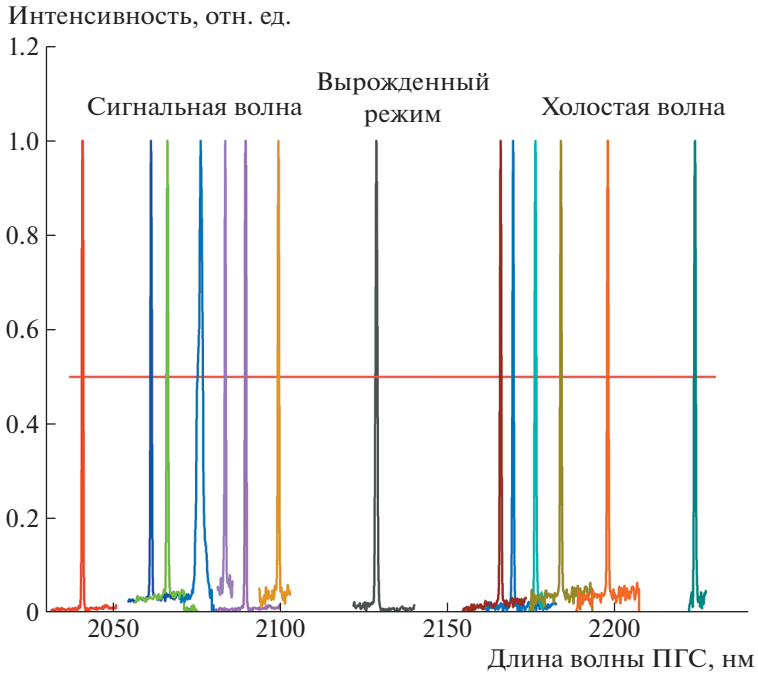


Рис. 4. Спектры излучения сигнальной и холостой волн ПГС при разных углах поворота ОБР.

Спектр излучения паразитной генерации суммарной частоты в схеме ПГС с ОБР при разных углах поворота показан на рис. 3. Значения длин сигнальной и холостой волн указаны над каждым соответствующим пиком. Измерение длины волны генерации суммарной частоты проводилось тем же спектрометром, что и в схеме без ОБР. При больших углах поворота ОБР (более 20° от нормали) для увеличения уровня мощности температура кристалла уменьшалась до 50°C. Как видно из рис. 2, 3, ширина линии излучения в схеме с ОБР значительно уменьшилась.

Длина волны излучения ПГС при разных углах поворота ОБР измерялась при помощи спектрометра WS/5L VisIR2 (HighFinesse/Ångstrom) со спектральным диапазоном 500–2250 нм и разрешением 30 пм (2 ГГц). На рис. 4 показаны измеренные спектры излучения сигнальной и холостой волн ПГС. При нормальном угле падения излучения на ОБР длина волны излучения составила 2128 нм. Этот случай соответствует вырожденному режиму генерации, при котором длины сигнальной и холостой волн равны друг другу. Поворот ОБР относительно оси резонатора позволяет перестраивать длину сигнальной волны в диапазоне 2041–2106 нм, а холостой волны в диапазоне 2152–2224 нм. При этом измеренная ширина линии выходного излучения (полная ширина на полувысоте) составляла 0.5–0.89 нм. Устройство данного спектрометра не позволяет измерять длину волны излучения, если ширина линии превышает 5 нм, поэтому измерение длины волны и ширины линии излучения ПГС без ОБР напрямую при помощи данного спектрометра не проводилось.

Для оценки ширины линии выходного излучения ПГС без ОБР мы решили преобразовать выходное излучение во вторую гармонику в нелинейном кристалле BBO. Для данного эксперимента был изготовлен кристалл BBO с размерами 5 × 5 × 10 мм и углами среза $\varphi = 90°$, $\theta = 22°$. Рассчитанная на основании дисперсионной зависимости из работы [17] угловая ширина синхронизма $\Delta\theta$ для выбранного типа взаимодействия *oo-e* составила всего 0.063° (1.1 мрад). Небольшая ширина синхронизма в кристалле BBO позволяет использовать его для сканирования длины волны излучения ПГС. Для этого кристалл BBO размещался на прецизионной поворотной платформе (шаг 2.4'). Излучение второй гармоники вводилось в коллиматор спектрометра WS/5L VisIR2 (HighFinesse/Ångstrom). Для оценки ширины спектральной линии ПГС без ОБР температура кристалла PPLN устанавливалась на уровне 57°C, а кристалл BBO точно поворачивался относительно оси пучка. Таким образом происходило сканирование углов фазового синхронизма в кристалле BBO, т.е. кристалл выступал в роли перестраиваемого спектрального фильтра. Такой подход позволил оценить ширину линии выходного излучения ПГС без ОБР, как примерно равную 180 нм. На рис. 5 показаны спектры излучения ге-

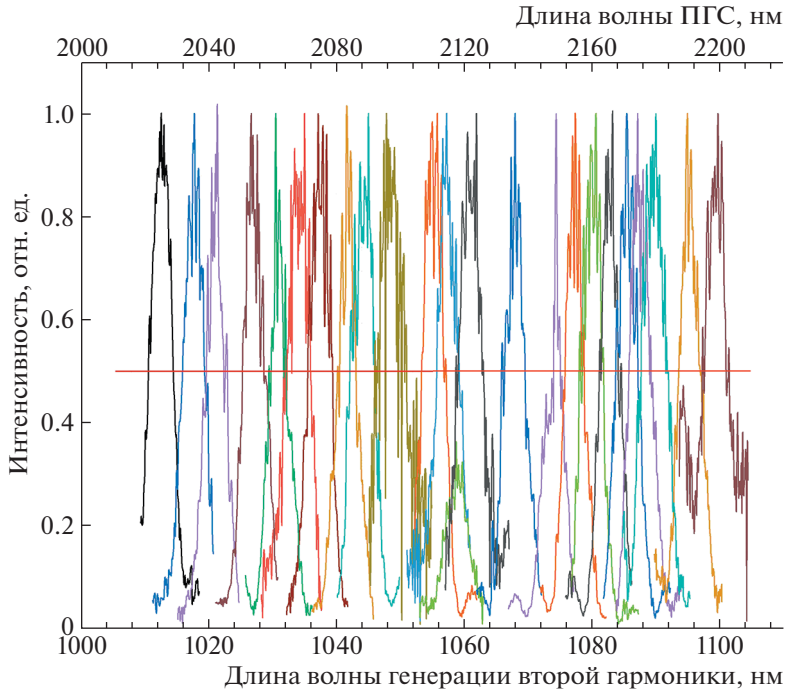


Рис. 5. Спектры излучения генерации второй гармоники при разных углах поворота кристалла BBO.

нерации второй гармоники при разных углах поворота кристалла BBO.

Уровень средней мощности излучения накачки измерялся при помощи измерителя мощности L50(150)A (Ophir), размещенного после системы линз L_1 и L_2. Мощность излучения ПГС измерялась при помощи измерителя мощности 12A (Ophir), расположенного перед системой линз L_3 и L_4. На рис. 6 представлены зависимости средней мощности излучения ПГС без ОБР (рис. 6а) и с ОБР (рис. 6б) от уровня мощности накачки для выходных зеркал резонатора ПГС с различными коэффициентами отражения для генерируемого излучения: 55, 60, 66.5, 79.5, 88.6%.

Как видно из рис. 6а, максимальный уровень мощности излучения ПГС 2.1 Вт достигнут при использовании зеркала с коэффициентом отражения 55%, при этом эффективность преобразования составила 38.6%. При больших коэффициентах отражения эффект насыщения наступает при меньших уровнях мощности и возникает опасность оптического повреждения нелинейного кристалла.

В схеме с ОБР (рис. 6б) в вырожденном режиме максимальный уровень мощности 1.01 Вт также достигнут при использовании зеркала с коэффициентом отражения 55%, при этом эффективность преобразования составила 18.7%.

Расходимость выходного излучения ПГС измерялась при помощи камеры профилометра Pyrocam IV (Ophir), расположенной в оптической схеме перед линзами L_3 и L_4. Половина угла расходимости излучения ПГС без ОБР составила 2.58 мрад в горизонтальной плоскости и 3.21 мрад в вертикальной, а в случае ПГС с ОБР при нормальном угле падения — 2.51 мрад в горизонтальной плоскости и 3.29 мрад в вертикальной. Для уменьшения угла расходимости излучения ПГС с ОБР дополнительно использовался телескоп, состоящий из двух линз с фокусными расстояниями $f_3 = -30$ мм и $f_4 = 125$ мм. Использование телескопа позволило увеличить диаметр луча до $d_x = 9.4$ мм и $d_y = 10.5$ мм (по уровню e^{-2}) и заметно уменьшить расходимость луча до 0.41 мрад в горизонтальной плоскости и примерно до 0.64 мрад в вертикальной плоскости. Для измерения показателя качества пучка M^2 излучение ПГС фокусировалось линзой из CaF_2 с фокусным расстоянием 100 мм. На рис. 7 показаны 2D-профили пучка ПГС в вырожденном режиме (2128 нм) без ОБР (рис. 7а) и с ОБР в положении нормального падения (рис. 7б), а также результаты аппроксимации M^2.

Как можно видеть из рис. 7, при использовании ОБР показатель качества пучка немного улучшился.

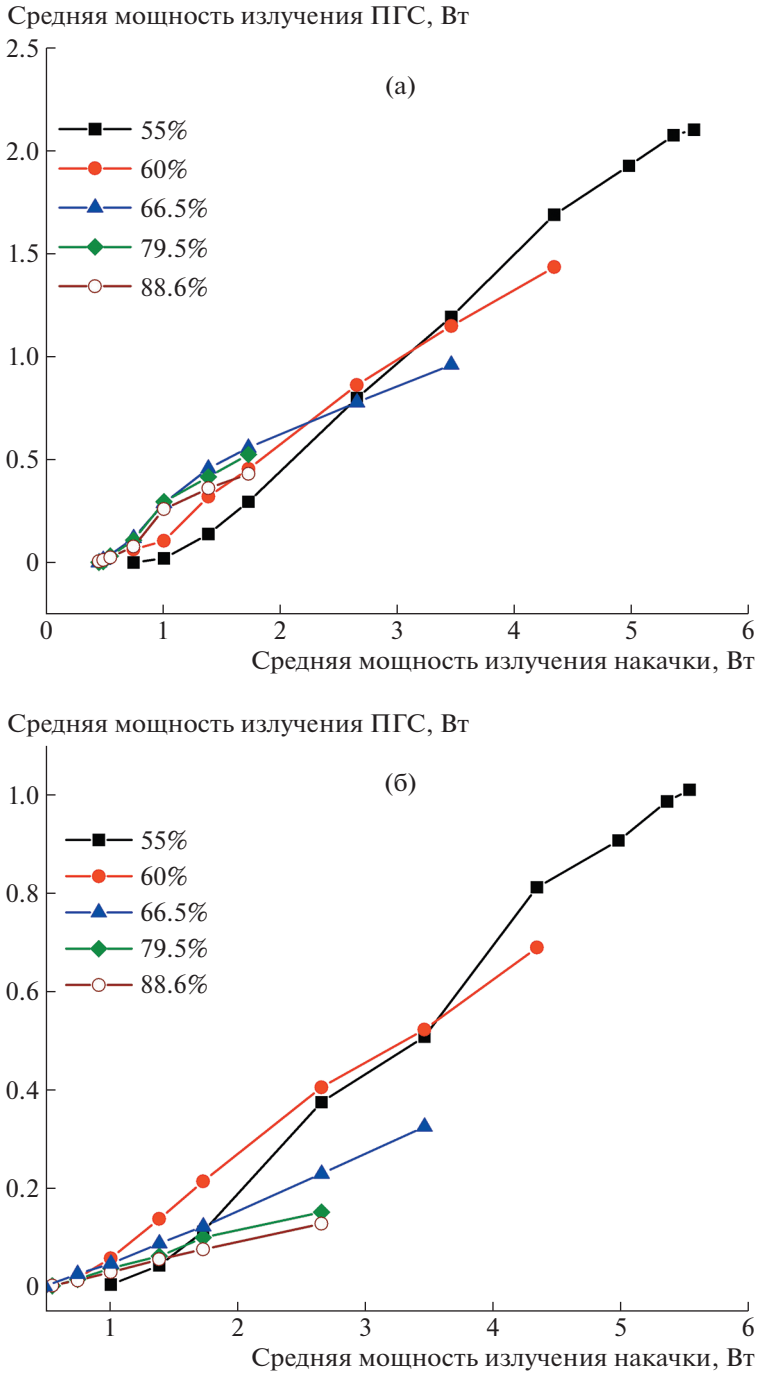


Рис. 6. Зависимости средней мощности излучения ПГС в вырожденном режиме (длина волны 2128 нм) без ОБР (**а**) и с ОБР (**б**) от мощности накачки для выходных зеркал резонатора с разными коэффициентами отражения (цифры у обозначений кривых) для генерируемого излучения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан узкополосный перестраиваемый ПГС на основе кристалла MgO:PPLN с ОБР. Максимально достигнутый уровень средней мощности составил около 1 Вт (5 кГц) на длине волны 2128 нм. Перестройка длины волны излучения в спектральном диапазоне 2041–2106 нм для сигнальной волны и в диапазоне 2152–2224 нм для холостой волны осуществлялась за счет поворота ОБР относительно оси резонатора ПГС. При этом ширина линии излучения не превышала 1 нм и составляла 0.5–0.89 нм. Использование ОБР позволило сузить

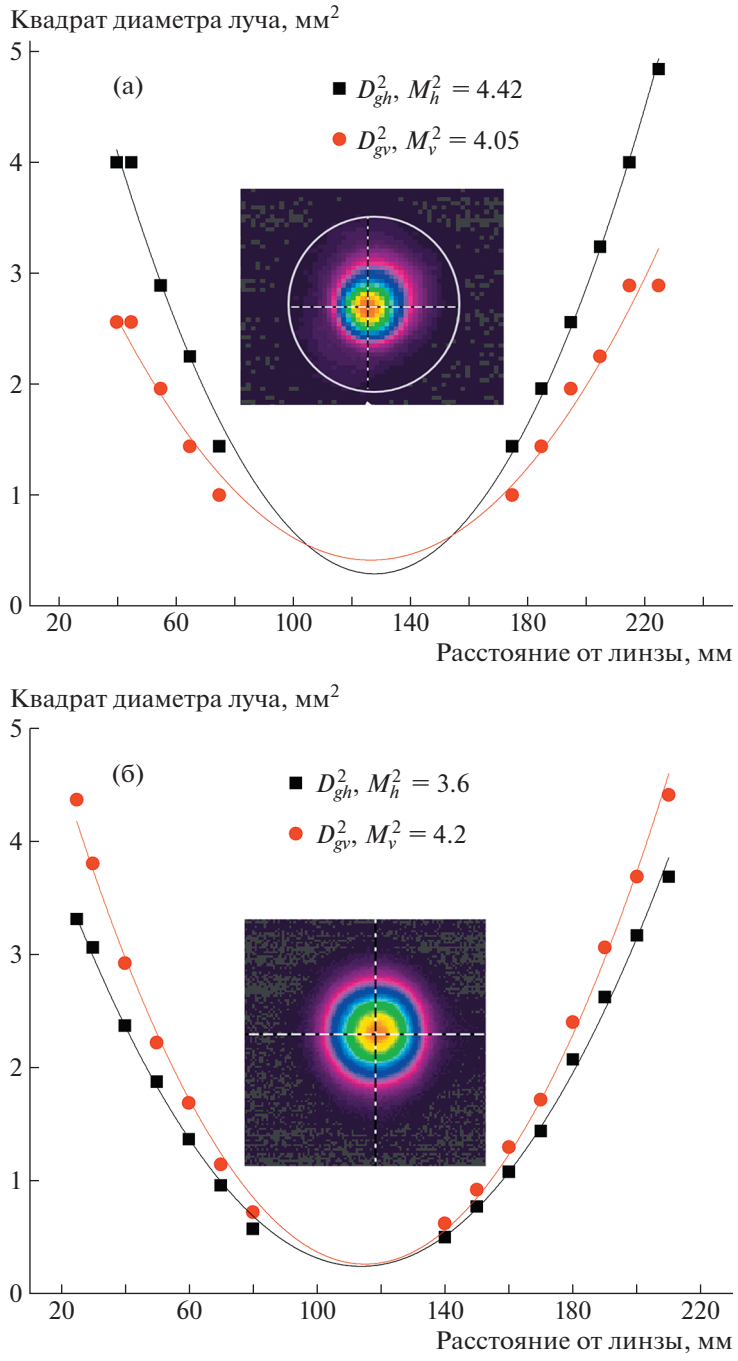


Рис. 7. Результаты измерения M^2 излучения ПГС без ОБР (**а**) и с ОБР при нормальном угле падения (**б**), на вставках к рисункам показаны 2D-профили пучков.

ширину линии излучения ПГС более чем в 300 раз. Измеренная расходимость пучка излучения ПГС в обоих случаях (с ОБР и без нее) практически не изменилась. Параметр качества пучка при использовании ОБР практически не изменился и был оценен как $M_h^2 = 3.6$ в горизонтальной плоскости и $M_h^2 = 4.2$ в вертикальной плоскости. Перестраиваемые узкополосные 2-микронные источники излучения востребованы для решения различных экологических, медицинских и научных задач.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-72-00032).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Taczak T.M., Killinger D.K.* // Appl. Opt. 1998. V. 37 P. 8460. https://doi.org/10.1364/AO.37.008460
2. *Scholle K., Lamrini S., Koopmann P., Fuhrberg P.* 2 μm laser sources and their possible applications // Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronic / Ed B. Pal. Croatia: InTech, 2010. P. 471. https://doi.org/10.5772/39538
3. *Kukwa A., Tulibacki M., Dudziec K., Wojtowicz P.* // Proc. SPIE. Laser Technology V: Applications in Medicine and Ecology. (Szczecin, Poland: Laser Technology V, 1996) 1997. V. 3188. https://doi.org/10.1117/12.292844
4. *Wollin T.A., Denstedt J.D.* // Journal of Clinical Laser Medicine & Surgery. 1998. V. 16. № 1. P. 13. https://doi.org/10.1089/clm.1998.16.13
5. *Henriksson M., Sjöqvist L., Pasiskevicius V., Laurell F.* // Opt. Exp. 2009. V. 17. P. 17582. https://doi.org/10.1364/OE.17.017582
6. *Antipov O., Eranov I., Kositsyn R.* // Laser Phys. Lett. 2017. V. 14 P. 015002. https://doi.org/10.1088/1612-202X/14/1/015002
7. *Walsh B.M.* // Laser Phys. 2009. V. 19. P. 855. https://doi.org/10.1134/S1054660X09040446
8. *He G., Guo J., Jiao Zh., Wang B.* // Opt. Lett. 2012. V. 37 P. 1364. https://doi.org/10.1364/OL.37.001364
9. *Coetzee R.S., Zheng X., Fregnani L., Laurell F., Pasiskevicius V.* // Appl. Phys. B. 2018. V. 124. P. 124. https://doi.org/10.1007/s00340-018-6992-z
10. *Nandy B., Kumar S.Ch., Casals J.C., Ye. H., Ebrahim-Zadeh M.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2018. V. 35. P. 57. https://doi.org/10.1364/JOSAB.35.000C57
11. *Vodopyanov K.L., Levi O., Kuo P.S., Pinguet T.J., Harris J.S., Fejer M.M., Gerard B., Becouarn L., Lallier E.* // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 1912. https://doi.org/10.1364/OL.29.001912
12. *Henriksson M.* Ph. D. Thesis. Sweden, Department of Applied Physics Royal Institute of Technology Stockholm, 2010.
13. *Jacobsson B., Tiihonen M., Pasiskevicius V., Laurell F.* // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 2281. https://doi.org/10.1364/OL.30.002281
14. *Henriksson M., Sjöqvist L., Pasiskevicius V., Laurell F.* // Appl. Phys. B. 2006. V. 86. P. 497. https://doi.org/10.1007/s00340-006-2446-0
15. *Saikawa J., Fujii M., Ishizuki H., Taira T.* // in Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals and Applications 2007. (Kona, Hawaii United States, 30 July 2007) OSA Technical Digest, 2007. Paper FA3. https://doi.org/10.1364/NLO.2007.FA3
16. *Костюкова Н.Ю., Ерушин Е.Ю., Бойко А.А., Колкер Д.Б.* // Квантовая электроника. 2022. Т. 52. № 2. С. 144. https://doi.org/10.1070/QEL17981
17. *Kato K.* // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1986. V. 22. № 7. P. 1013. https://doi.org/10.1109/JQE.1986.1073097

EDN: QRQLIC
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 87–94

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.811

СОЛЕНОИДАЛЬНАЯ ЛИНЗА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО СВЕРХБЫСТРОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ДИФРАКЦИИ

© 2022 г. Н. В. Шведунов[a,b], Д. А. Бобылев[b,c,*], М. Д. Сиомаш[b,c], В. И. Шведунов[a,b]

[a] *НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова Россия, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр. 2*

[b] *Лаборатория электронных ускорителей МГУ им. М.В. Ломоносова Россия, 119992, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 77*

[c] *Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова Россия, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр. 2*

**e-mail: agava2309@yandex.ru*

Поступила в редакцию 16.05.2022 г.
После доработки 02.06.2022 г.
Принята к публикации 06.07.2022 г.

Представлены результаты разработки соленоидальной линзы, предназначенной для экспериментов по сверхбыстрой электронной дифракции с использованием электронных пучков с энергией, равной единицам мегаэлектронвольт. Разработан метод определения рассогласования положений геометрического и магнитного центров линзы, основанный на измерении радиальной зависимости продольного магнитного поля.

DOI: 10.31857/S0032816222060180

ВВЕДЕНИЕ

Метод дифракции электронов с энергией несколько мегаэлектронвольт, сгруппированных в сгустки длительностью порядка 100 фс с зарядом порядка 100 фК с предельно малым поперечным эмиттансом, позволяет исследовать в режиме реального времени с атомным пространственным и временным разрешением процессы, происходящие в химических реакциях, биологических объектах, различных материалах, инициированные воздействием синхронизированных со сгустками лазерных импульсов фемтосекундной длительности. Метод дифракции электронов (см. обзор [1]) активно развивается с использованием электронных пучков с энергией в несколько мегаэлектронвольт в различных научных центрах [2–5] и становится важным инструментом исследований в различных областях науки, наряду с рентгеновским излучением комптоновских источников, лазеров на свободных электронах, источников синхротронного излучения.

Электронные сгустки с указанными выше характеристиками формируются с помощью СВЧ-пушки с фотокатодом. Важной частью установки по исследованию дифракции электронов является соленоидальная линза, фокусирующая пучок электронов на изучаемом образце. К соленоидальной линзе предъявляются следующие требования: обеспечение минимального фокусного расстояния порядка 1 м для энергий пучка в несколько мегаэлектронвольт; концентрация магнитного поля в достаточно узкой области вдоль направления движения пучка; минимальное воздействие нелинейных эффектов на поперечный эмиттанс пучка; стабильность параметров поля при большом тепловыделении в обмотке; совпадение с высокой точностью геометрического и магнитного центров линзы.

В данной статье приведены результаты расчета линзы, описана ее конструкция, представлены методика и результаты измерений характеристик магнитного поля.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Схематически сечение бронированной соленоидальной линзы показано на рис. 1а. Основными параметрами, определяющими фокусное расстояние линзы, являются число ампер-витков обмотки NI, ширина зазора полюсного наконечника s и диаметр отверстия d. С помощью этих параметров может быть приближенно описано распределение магнитного поля на оси линзы:

$$B_z(z) = k\frac{\mu_0 NI}{s}\frac{\mathrm{sh}(2.636s/d)}{\mathrm{ch}(2.636s/d)+\mathrm{ch}(5.272z/d)}, \quad (1)$$

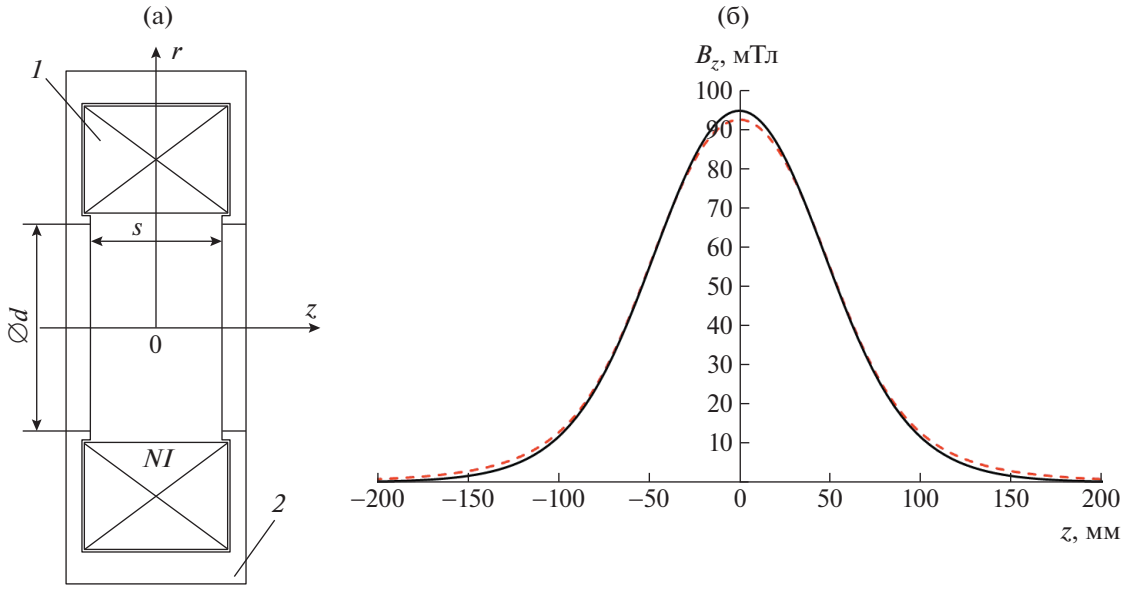


Рис. 1. а – схематический рисунок сечения соленоидальной линзы: *1* – обмотка, *2* – стальное ярмо; **б** – распределения магнитного поля на оси линзы, рассчитанные: черная сплошная кривая – по формуле (1), красная штриховая кривая – по программе POISSON – для $NI = 9600$ ампер-витков, $s = 0.085$ м, $d = 0.13$ м.

где z – координата вдоль оси соленоида, $k \approx 0.958$ – корректирующий фактор. Отметим, что это только одно из возможных приближенных описаний распределения поля на оси соленоидальной линзы, другие варианты можно найти в работе [6].

Более точно, с учетом магнитной проницаемости стали, распределение магнитного поля линзы может быть рассчитано с помощью различных программ, например POISSON [7]. На рис. 1б сравниваются распределения поля на оси линзы, рассчитанные по формуле (1) и по программе POISSON для $NI = 9600$ ампер-витков, $s = 0.085$ м, $d = 0.13$ м. В расчетах по программе POISSON использовалась зависимость магнитной проницаемости от индукции магнитного поля для Стали 20.

Фокусное расстояние соленоидальной линзы f определяется выражением

$$\frac{1}{f} = \frac{e^2}{4\gamma^2 m^2 v_z^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} B_z^2(z)dz, \qquad (2)$$

где e – заряд электрона, γ – его относительная энергия, m – масса, v_z – скорость вдоль оси линзы z.

Вводя обозначения $\zeta \equiv \mathrm{ch}\left(\frac{2.636s}{d}\right)$, $\eta \equiv \mathrm{sh}\frac{2.636s}{d}$, $\xi \equiv \frac{5.272}{d}$ и подставляя выражение (1) в формулу (2), получим следующее выражение для фокусного расстояния:

$$\frac{1}{f} = \frac{e^2}{4\gamma^2 m^2 v_z^2}\left[k\frac{\mu_0 NI\eta}{s}\right]^2 \frac{2}{\xi(\zeta^2-1)} \times \times\left[\frac{\zeta}{\sqrt{(\zeta^2-1)}}\ln\frac{\zeta+1+\sqrt{(\zeta^2-1)}}{\zeta+1-\sqrt{(\zeta^2-1)}} - 1\right]. \qquad (3)$$

Для пучка электронов с малым поперечным эмиттансом и энергией в несколько мегаэлектронвольт в условиях планируемых экспериментов $v_z \approx c$, где c – скорость света. Используя значения параметров $s = 0.085$ м, $d = 0.13$ м, получаем следующее выражение для фокусного расстояния:

$$\frac{1}{f} \approx 7.08\cdot 10^{-7}\left[\frac{NI}{\gamma}\right]^2 \text{м}^{-1}. \qquad (4)$$

В частности, для кинетической энергии электронов 3.5 МэВ и $NI = 9600$ ампер-витков получаем $f \approx 0.72$м.

КОНСТРУКЦИЯ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЛИНЗЫ

Условия эксперимента, в котором планируется использовать линзы, накладывают ряд ограничений на ее конструкцию. В частности, внешний диаметр ярма не должен превышать 340 мм, размеры ярма вдоль оси линзы не должны быть более 120 мм, толщина ярма должна быть достаточной для того, чтобы индукция магнитного поля в нем не превышала 1 Тл. Эти обстоятельства ограничивают размеры сечения обмотки величиной 90 мм в продольном и 70 мм в радиальном направле-

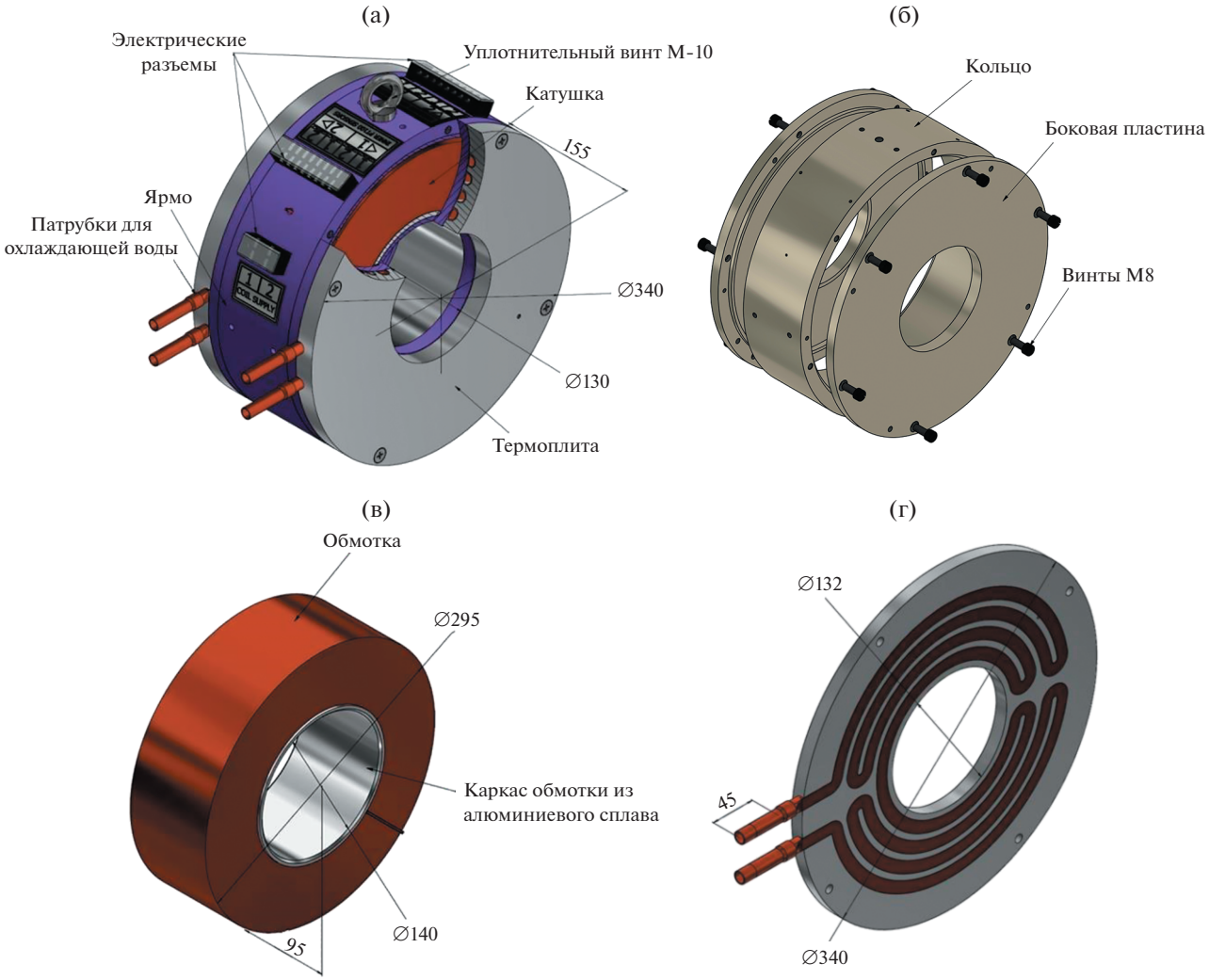


Рис. 2. Конструкция линзы: **а** – линза в сборе; **б** – ярмо; **в** – обмотка; **г** – термоплита.

ниях. Дополнительные ограничения на параметры обмотки накладываются источником тока: максимальный ток обмотки не должен превышать 8 А, при этом максимальная мощность источника питания должна быть не более 450 Вт. Изоляция провода обмотки должна быть радиационно-стойкой и выдерживать испытания напряжением не менее 2 кВ. Стандартная номенклатура сечений провода с подходящими параметрами также накладывает ограничения на параметры обмотки.

С учетом изложенных выше обстоятельств для изготовления обмотки был выбран медный провод прямоугольного сечения размером 1.4 × 2.12 мм^2 в радиационно-стойкой каптоновой изоляции с высоким пробивным напряжением. Обмотка содержит 1200 витков, что при токе 8 А обеспечивает значение NI = 9600 ампер-витков. При температуре 20°C сопротивление обмотки составляет 4.5 Ом, что соответствует тепловой мощности около 160 Вт при токе 8 А. В процессе работы будут иметь место разогрев обмотки, рост ее сопротивления и потребляемой мощности, поэтому в конструкцию соленоида для съема тепла были введены пластины с водяным охлаждением (термоплиты).

Конструкция линзы показана на рис. 2. Линза состоит из ярма с полюсными наконечниками, обмотки и двух термоплит, обеспечивающих ее охлаждение. Изготовленная линза в сборе показана на рис. 3а, ее части – ярмо со скользящей посадкой на трубу из немагнитного материала, используемую в процессе измерений, обмотка и термоплита – показаны на рис. 3б, 3в, 3г соответственно.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Магнитные измерения соленоидальной линзы включали в себя следующее: измерение распреде-

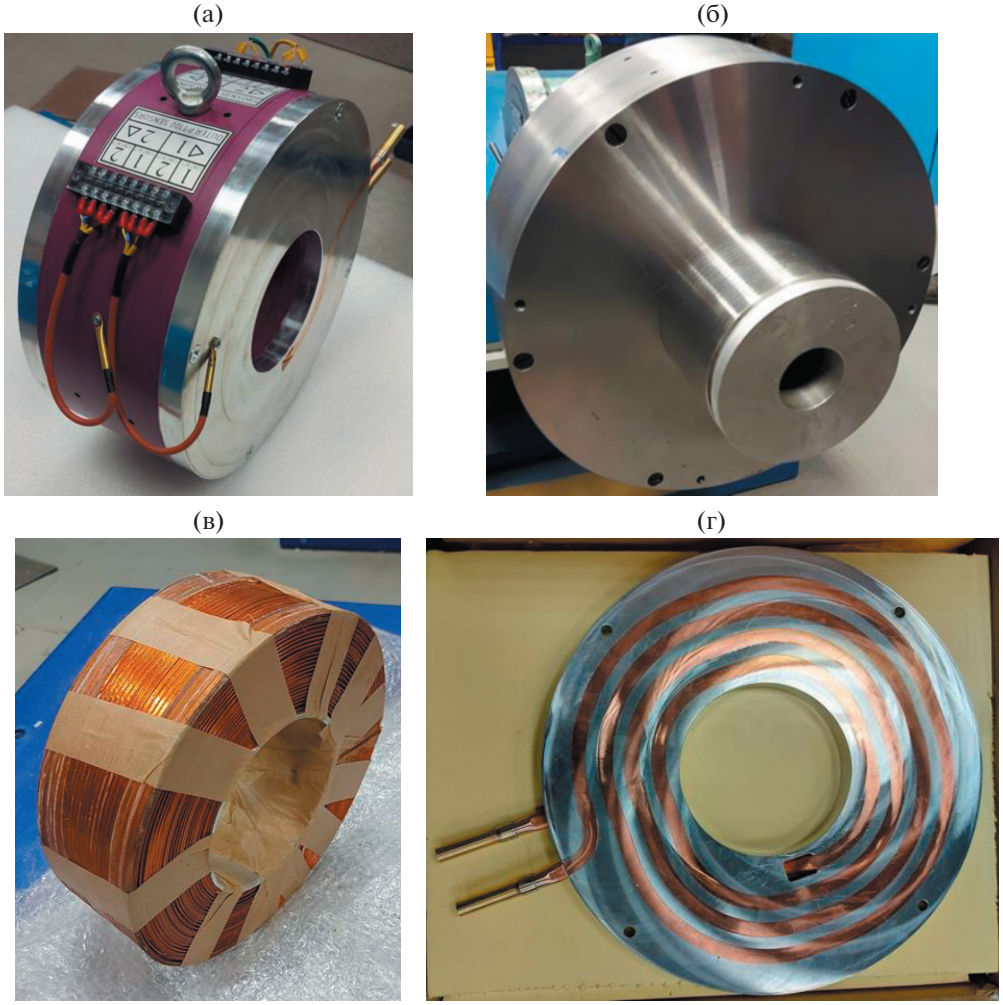


Рис. 3. Линза после изготовления: **а** – линза в сборе; **б** – ярмо на трубе со скользящей посадкой; **в** – обмотка; **г** – термоплита.

ления магнитного поля на оси с целью сравнения с расчетами и определения минимального фокусного расстояния; измерение распределения поля в центральной плоскости линзы в радиальном направлении для оценки вклада нелинейной компоненты силы в фокусировку пучка; измерение величины рассогласования магнитного и геометрического центров.

Измерения проводились на специальном стенде (рис. 4). Линза в сборе, но без охлаждающих пластин размещалась на трубе из немагнитного материала методом скользящей посадки. Измерения продольного и радиального распределений поля осуществлялись с помощью измерителя магнитной индукции РШ1-10, абсолютная точность которого определяется выражением $\pm(1.5 + 10/B_{\text{изм}})\%$, где $B_{\text{изм}}$ – измеренное значение магнитной индукции. Чувствительность шкалы данного прибора составляет 0.1 мТл, что недостаточно для измерения с требуемой точностью рассогласования магнитного и геометрического центров линзы. Для этих измерений на основе датчика Холла ПХЭ605118В был изготовлен измеритель магнитной индукции, позволяющий регистрировать изменения индукции на уровне лучше 0.01 мТл. Для перемещения щупов измерителей магнитной индукции использовался прецизионный двухкоординатный стол.

Для измерений рассогласования положений магнитного и геометрического центров линзы нами был разработан метод, основанный на радиальной зависимости продольного магнитного поля. В пределах некоторого диапазона отклонений от оси радиальная зависимость продольного магнитного поля может быть описана выражением

$$B_z(z,r) \approx B_z(z,r=0) - \frac{d^2B_z(z,r=0)}{dz^2}\frac{r^2}{4} + \ldots. \quad (5)$$

Если магнитная ось линзы смещена относительно геометрической на расстояние Δr, то при

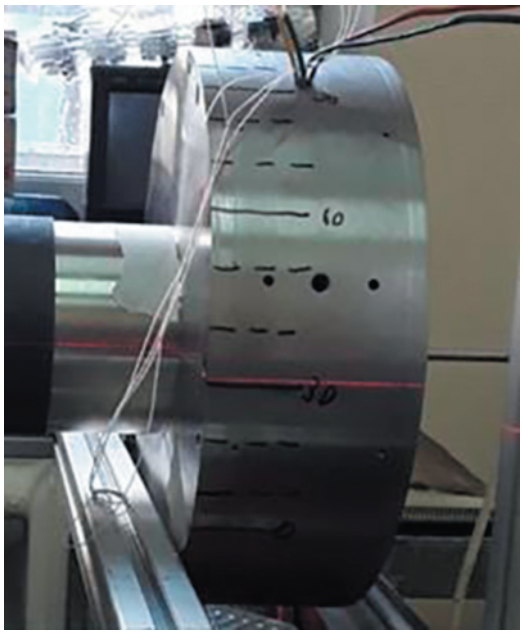


Рис. 4. Стенд для магнитных измерений соленоидальной линзы.

фиксированном положении $r_{\text{Н}}$ датчика Холла и вращении линзы вокруг геометрической оси разность максимального и минимального значений магнитной индукции составит

$$|\Delta B_z(z,r)| \approx \left|\frac{d^2B_z(z,r=0)}{dz^2} r_{\text{Н}}\Delta r\right|. \qquad (6)$$

Зависимость второй производной распределения магнитной индукции на оси линзы, рассчитанного по программе POISSON для тока 8 А, показана на рис. 5 (черная сплошная кривая). Максимальное значение второй производной достигается в центральной плоскости линзы и составляет $\left|\frac{d^2B_z(z=0,r=0)}{dz^2}\right| \approx 0.034$ мТл/мм^2. Поместив датчик Холла на расстоянии 50 мм от оси, при рассогласовании магнитного и геометрического центров 0.1 мм мы должны зарегистрировать в ходе поворота линзы на 360° максимальное изменение магнитной индукции, равное 0.17 мТл. Величина рассогласования осей в пределах 0.1 мм обеспечивает выполнение линзой своих функций.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измеренные и расчетные распределения индукции магнитного поля на оси для токов 8 и 6 А показаны в сравнении на рис. 6. Как видно, результаты расчетов и измерений хорошо согласуются. Некоторое превышение измеренного распределения поля над расчетными значениями имеет место при удалении от центра линзы более чем на 100 мм. С точки зрения фокусировки пучка данное превышение не играет существенной роли, оно может быть снижено установкой тонких экранов из магнитомягкой стали поверх пластин охлаждения.

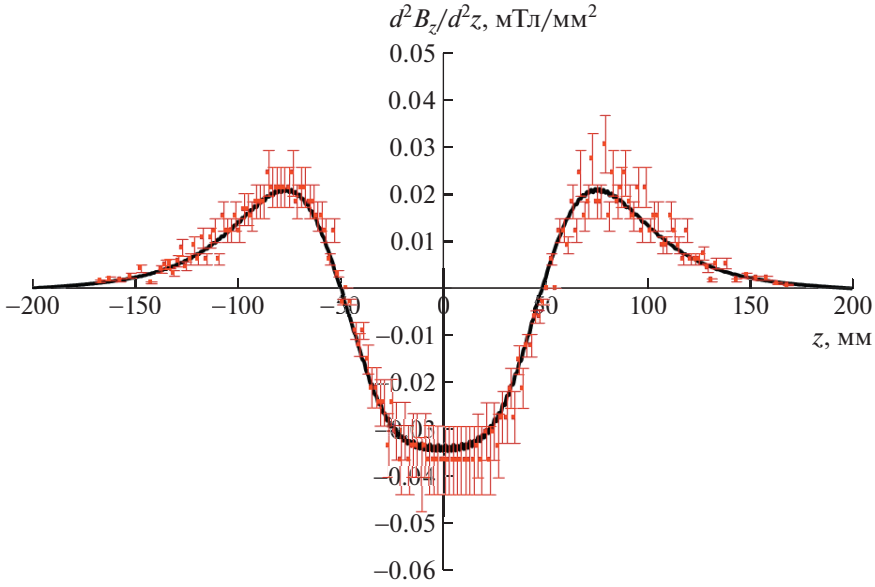


Рис. 5. Зависимость второй производной распределения магнитной индукции на оси линзы для тока 8 А. Черная сплошная кривая – расчет по программе POISSON; красные точки с погрешностями – результаты, полученные из измеренного распределения.

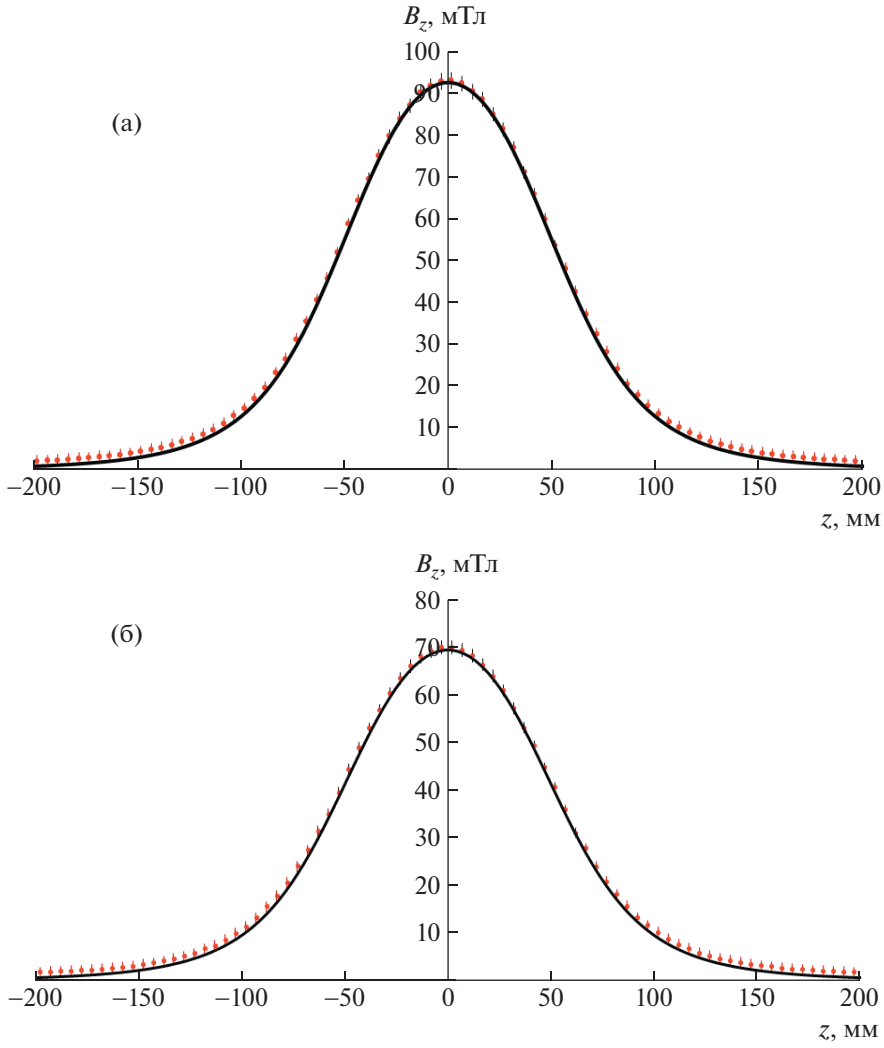


Рис. 6. Сравнение измеренного (красные точки с погрешностями) и расчетного (черная сплошная кривая) распределений индукции магнитного поля на оси для токов: **а** – 8 А, **б** – 6 А.

Отношение индукции магнитного поля в центре линзы для токов 8 и 6 А составляет 1.33 ± 0.05, что соответствует соотношению токов 8/6 ≈ 1.33. Это свидетельствует об отсутствии насыщения стали при максимальном рабочем токе. Фокусные расстояния, рассчитанные на основании измеренного поля по формуле (2) для энергии 3.5 МэВ, составляют 0.71 ± 0.01 м и 1.24 ± 0.01 м для токов 8 и 6 А соответственно, эти значения соотносятся обратно пропорционально соотношению токов и близки к расчетным. Эффективная длина линзы $L^{\text{eff}} = \dfrac{\int B_z dz}{B_{z=0}}$ в обоих случаях равна 131 ± 1 мм (сравни с расчетным значением 128 мм). Превышение эффективной длины, полученной из результатов измерений, над величиной, следующей из расчетов, обусловлено превышением измеренного поля над расчетными значениями в области, удаленной от центра линзы. Это превышение не имеет принципиального значения для планируемых экспериментов. Сравнение вторых производных расчетного и измеренного полей также свидетельствует о хорошем соответствии параметров линзы расчетным значениям.

На рис. 7 показаны в сравнении измеренная в центральной плоскости линзы радиальная зависимость продольной компоненты магнитной индукции и рассчитанная по формуле (5) для тока 8 А. Как видно, в пределах ±50 мм измеренные значения достаточно хорошо описываются квадратичной зависимостью. Диаметр электронного пучка в области линзы в планируемых экспериментах не будет превышать 5 мм, соответственно вклад квадратичного члена в выражении (5) в пределах диаметра пучка будет менее 0.06%. Таким образом, влиянием аберраций линзы на рост эмиттанса пучка можно пренебречь.

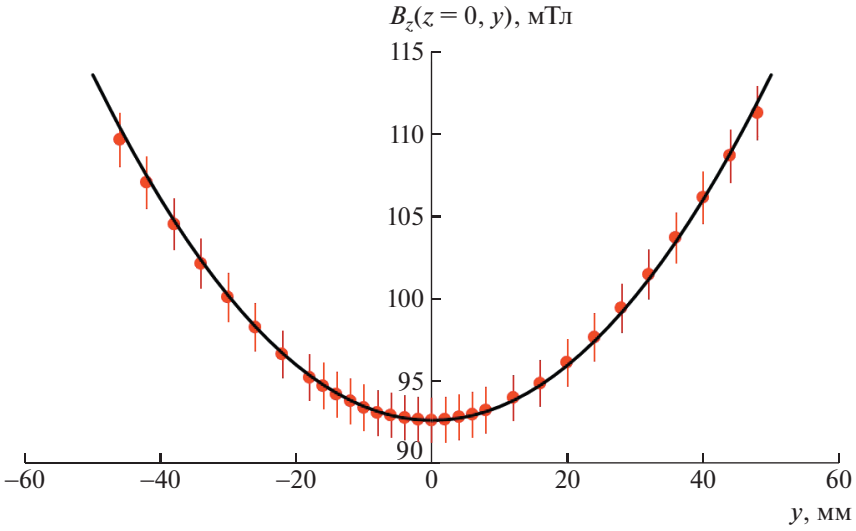


Рис. 7. Измеренная в центральной плоскости линзы радиальная зависимость продольной компоненты магнитной индукции (точки) и рассчитанная по формуле (5) (сплошная кривая) для тока 8 А.

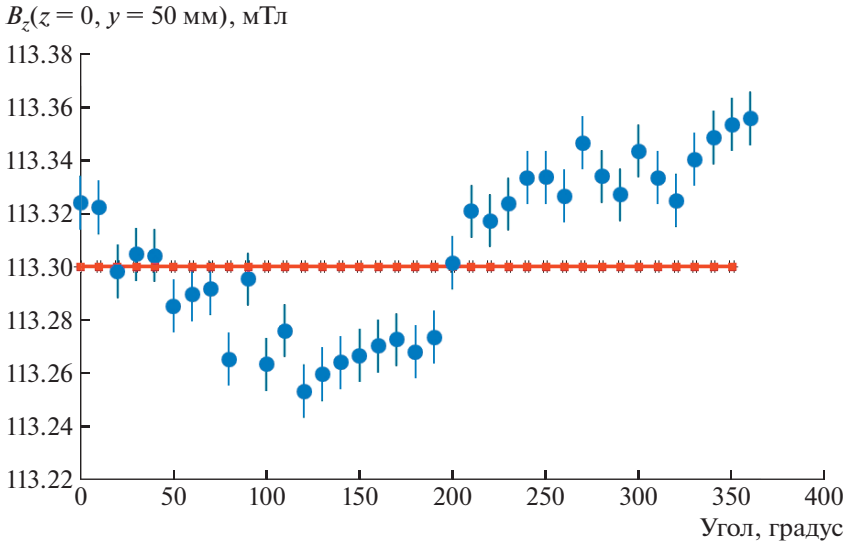


Рис. 8. Изменение продольной компоненты магнитной индукции в центральной плоскости линзы при ее вращении: красная прямая линия – измерения с помощью прибора РШ1-10 с ценой деления 0.1 мТл, голубые точки – измерения с помощью прибора на основе датчика Холла ПХЭ605118В с чувствительностью лучше 0.01 мТл. Ток 8 А.

На рис. 8 показано изменение продольной компоненты магнитной индукции в центральной плоскости линзы при ее вращении, полученное при измерении прибором РШ1-10 с ценой деления 0.1 мТл и прибором на основе датчика Холла ПХЭ605118В с чувствительностью лучше 0.01 мТл для тока 8 А. Чувствительность РШ1-10 оказалась недостаточной, изменения магнитной индукции при вращении линзы не были зафиксированы. Прибор на основе датчика Холла ПХЭ605118В позволил зафиксировать вариации индукции в пределах 0.1 мТл. Это соответствует рассогласованию магнитной и геометрической осей линзы не более 0.06 мм, что находится в пределах допустимого значения.

Следует отметить, что помимо таких факторов, как точность изготовления, неоднородность магнитных свойств материала, локальная остаточная намагниченность ярма линзы, вклад в наблюдаемую вариацию индукции магнитного поля могут давать и другие факторы, в частности, перемещение подводящих проводов при вращении линзы, а также температурный дрейф датчика Холла в течение измерений. Полученная оценка,

таким образом, является оценкой сверху, ее величина позволяет использовать геометрический центр линзы для ее юстировки при установке на ось пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана соленоидальная линза, характеристики которой соответствуют требованиям ее применения в экспериментах по сверхбыстрой электронной дифракции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ищенко А.А., Асеев С.А., Баграташвили В.Н., Панченко В.Я., Рябов Е.А.* // УФН. 2014. Т. 184. № 7. С. 681. https://doi.org/10.3367/UFNr.0184.201407a.0681
2. *Renkai Li, Wenhui Huang, Yingchao Du, Lixin Yan, Qiang Du, Jiaru Shi, Jianfei Hua, Huaibi Chen, Taibin Du, Haisheng Xu, Xianhai Lu and Chuanxiang Tang* // Proc. IPAC. 10. P. 229. 2010. https://accelconf.web.cern.ch/IPAC10/papers/mopea066.pdf https://spms.kek.jp/pls/ipac2010/toc.right_frame?p_session_id=MOPEA
3. *Sciaini G., Dwayne Miller R.J.* // Rep. Prog. Phys. 72011. V. 4. P. 096101. https://doi.org/10.1088/0034-4885/74/9/096101
4. *Weathersby S.P., Brown G., Centurion M., Chase T.F., Coffee R., Corbett J., Eichner J.P., Frisch J.C., Fry A.R., Gühr M., Hartmann N., Hast C., Hettel R., Jobe R.K., Jongewaard E.N. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 073702. https://doi.org/10.1063/1.4926994
5. *Kourkafas G., Kamps T., Panofski E.* Considerations of an Ultrafast Electron Diffraction experiment at HZB. Ultrafast Beams and Applications workshop. Yerevan, Armenia, 04.07.2017. http://candle.am/wp-content/uploads/2017/02/10.20-G.-Kourkafas.pdf
6. *El-Kareh A.B., El-Kareh J.C.* Electron beam, lenses, and optics. V. 1. U.S.A., Academic Press, 1970.
7. *Halbach K., Holsinger R.F.* // Part. Ace. 1976. V. 7. P. 213. http://cds.cern.ch/record/700607

EDN: RYMKVL
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 95–98

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 520.3+520.4+520.8

СПЕКТРОГРАФ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

© 2022 г. А. В. Панчук[a,b], К. Г. Якопов*

[a] *Специальная астрофизическая обсерватория РАН*
Россия, 369167, Карачаево-Черкесская республика, п. Нижний Архыз
[b] *Северо-Кавказский федеральный университет*
Россия, 355017, Ставрополь, ул. Пушкина, 1
[b] *Национальный исследовательский университет "Московский институт электронной техники"*
Россия, 124498, Москва, Зеленоград, площадь Шокина, 1
**e-mail: yakopov@gmail.com*

Поступила в редакцию 30.03.2022 г.
После доработки 17.06.2022 г.
Принята к публикации 08.07.2022 г.

Разработан дифракционный спектрограф высокого разрешения, предназначенный для круглосуточного мониторинга атмосферы Земли в оптическом диапазоне. Для регистрации прямого солнечного излучения спектрограф оснащен устройством сопровождения и оптическим волокном. Спектрограф используется для определения содержания водяного пара по отдельным линиям полос в красной и близкой инфракрасной областях спектра.

DOI: 10.31857/S0032816222060167

ВВЕДЕНИЕ

В процессе спектроскопических и фотометрических наблюдений, выполняемых на астрономических обсерваториях, накапливается информация о состоянии ночной атмосферы. Эта информация может быть использована как в астрофизических задачах, так и в проектах изучения ионосферы и тропосферы [1]. Спектры дневной атмосферы регистрируются только при наблюдениях фотосферы Солнца, т.е. далеко не на всех астрофизических обсерваториях. Для места установки 6-метрового телескопа БТА (Большой телескоп азимутальный) возможность спектроскопического мониторинга дневной атмосферы пока отсутствует. Поэтому было решено построить спектрограф, регистрирующий абсорбционные спектры дневной атмосферы со спектральным разрешением $R = \lambda/\delta\lambda$ (здесь $\delta\lambda$ – ширина аппаратной функции спектрографа), сопоставимой с характеристиками приборов NES [2] ($R = 60000$) и MSS [3] ($R = 14000$), работающих на БТА ночью.

КОНСТРУКЦИЯ СПЕКТРОГРАФА

Оптимальным способом согласования высокого спектрального разрешения R, длины одновременно регистрируемого диапазона длин волн $\lambda\lambda$ и формата светоприемника (матрицы ПЗС) является схема спектрографа скрещенной дисперсии, работающего в высоких порядках дифракции. Для пространственного разделения высоких порядков, распространяющихся от дифракционной решетки под близкими углами, используется дополнительный диспергирующий элемент, плоскость дисперсии которого ортогональна плоскости дисперсии основной дифракционной решетки. Таким элементом, имеющим пониженную угловую дисперсию относительно основной дифракционной решетки, является призма или дифракционная решетка, работающая в первом порядке дифракции. Особенности конструирования схемы скрещенной дисперсии можно найти в работе [4]. На рис. 1а приведена схема спектрографа скрещенной дисперсии (так называемого эшелле-спектрографа), по которой построена стационарная часть нашего прибора для мониторинга абсорбционных спектров дневной атмосферы. На рис. 1б дано изображение основных элементов стационарной части, смонтированных на макете.

В качестве коллиматора используется покупной линзовый объектив О-2 производства ЛОМО (фокусное расстояние $F_{coll} = 600$ мм, диаметр $D_{coll} = 60$ мм, относительное отверстие 1:10). В качестве основного диспергирующего элемента используется дифракционная решетка эшелле с углом блеска $\Theta_b = 63.5°$, плотностью 75 штрихов/мм и размером заштрихованной области 120 × 170 мм. В качестве элемента, разводящего порядки эшелле-спектра, используется дифракционная решетка (300 штрихов/мм) с концентрацией энергии в

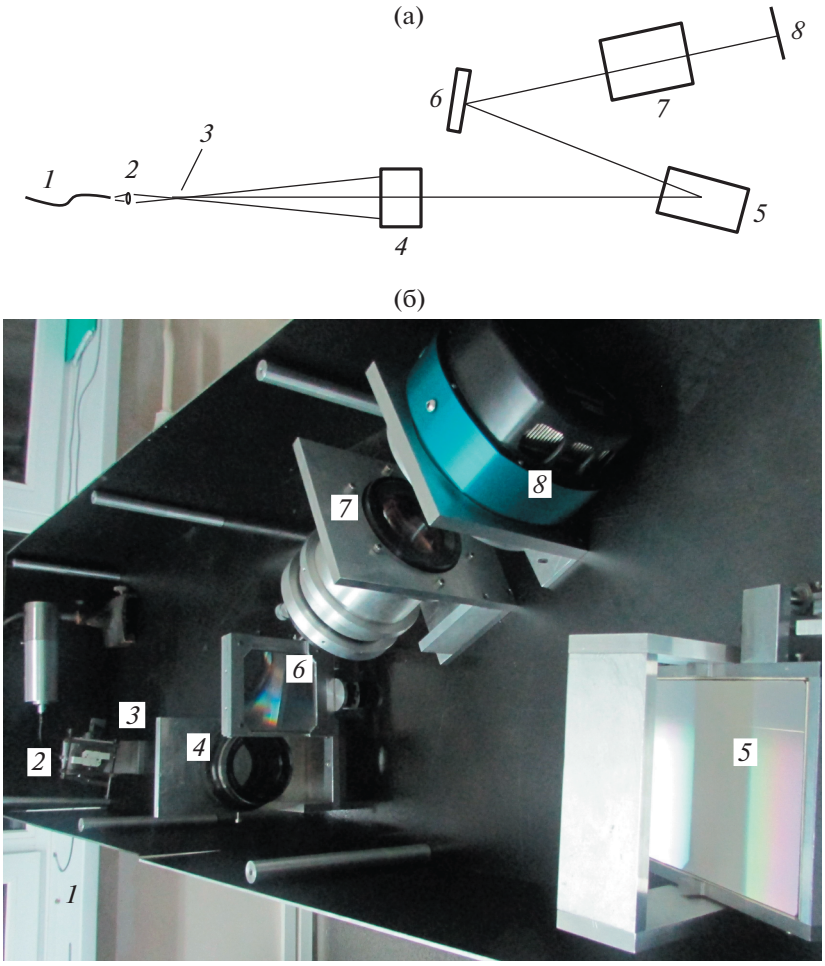


Рис. 1. Принципиальная схема (**а**) и макет (**б**) стационарной части спектрографа (масштабы и пропорции не соблюдены). *1* – оптоволокно; *2* – согласующая оптика; *3* – узел щели (в положении промежуточного изображения); *4* – линзовый коллиматор; *5* – эшелле (штрихи параллельны плоскости рисунка); *6* – решетка скрещенной дисперсии (штрихи перпендикулярны плоскости рисунка); *7* – линзовая камера; *8* – плоскость светоприемника.

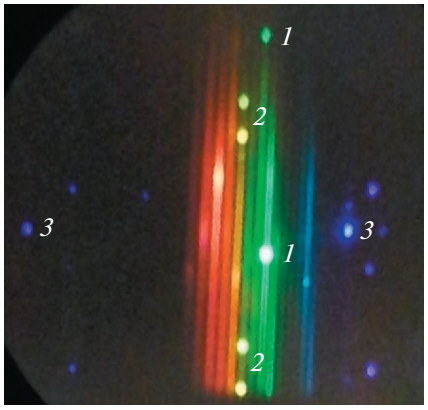


Рис. 2. Эшелле-спектр лабораторного источника. На фоне непрерывного спектра люминофора видны эмиссионные линии атомов HgI. *1* – зеленая линия $\lambda = 546.07$ нм; *2* – желтый дублет $\lambda = 576.96$ нм, 579.07 нм; *3* – фиолетовая линия $\lambda = 404.67$ нм.

1-м порядке. Камерой является покупной линзовый объектив П-5 производства ЛОМО (F_{cam} = = 180 мм, D_{cam} = 90 мм, относительное отверстие 1:2).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

Макет спектрографа испытан с лабораторным источником света, изображение спектра, зарегистрированное на цифровую камеру, приведено на рис. 2.

В средней части кадра, в соседних порядках эшелле-спектра, видны компоненты желтого дублета HgI, $\lambda = 576.96$ нм, 579.07 нм. В соседних порядках повторяется и зеленая линия HgI λ = = 546.07 нм. Это означает, что в интересующем нас диапазоне длин волн спектр регистрируется с перекрытием в соседних порядках, без пропущенных участков. В левой части кадра видны слабые фиолетовые линии HgI, регистрируемые во

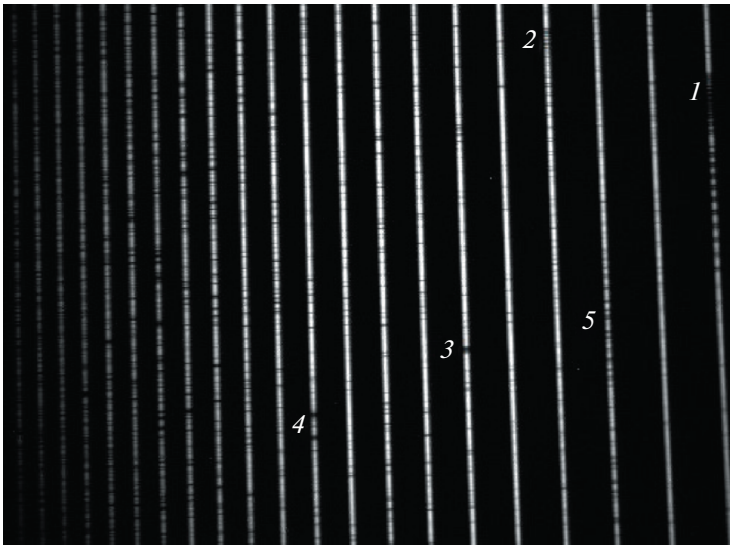


Рис. 3. Эшелле-спектр холодной звезды. *1*, *2* – головы полос молекулярного кислорода, λ = 760 нм и λ = 680 нм, соответственно; *3* – линия H-alpha бальмеровской серии водорода (λ = 656.3 нм); *4* – резонансный дублет NaI (λ = 589.0 нм и λ = 589.6 нм); *5* – участок, содержащий А-полосу водяного пара (переход 000-301, λ = 747.3 нм).

втором, нерабочем, порядке решетки скрещенной дисперсии. Из-за перекрытия с первым, рабочим, порядком получаем ограничение на длину одновременно регистрируемого диапазона длин волн: λλ ~ 404–808 нм. Этого достаточно, чтобы за одну экспозицию регистрировать отдельные ненасыщенные линии в полосах водяного пара в районах λλ ~ 590, 660, 690, 720, 730 нм.

Приемником излучения служит матрица ПЗС KAF-16803 формата 4096 × 4096 с охлаждением на эффекте Пельтье (размер пикселя 9 × 9 мкм^2, шум считывания 10 e^-).

Температурные вариации чувствительности такого приемника несущественны, так как глубины абсорбционных линий в спектрах Солнца и звезд измеряются относительно уровня непрерывного спектра.

Оценим требования к согласующей оптике спектрографа. При факторе широкощельности F_{coll}/F_{cam} = 3.33 двухпиксельному линейному разрешению на приемнике соответствует ширина входной щели астрономического спектрографа 0.06 мм. С учетом параметров основного диспергирующего узла получаем предельную оценку спектрального разрешения R ~ 40000.

В спектрограф, размещенный стационарно, излучение подается по оптическому волокну. При этом относительное отверстие коллиматора следует согласовать с апертурой пучка, выходящего из оптического волокна. Апертура выходящего пучка всегда больше, чем относительное отверстие пучка, проецируемого на вход оптического волокна, см., например, [5]. Для измерения эффекта деградации апертуры разработано несколько методов, наиболее подходящим считаем приведенный в работе [6]. Согласование апертуры оптического волокна и апертуры коллиматора выполняется микрообъективом (поз. *2* на рис. 1а). Позицией *3* на рис. 1а, 1б показана щель, раскрывая которую можно понижать спектральное разрешение относительно предельной величины R ~ 40000.

Использование оптического волокна позволяет выполнять спектроскопические наблюдения как в дневное, так и в ночное время суток. В дневное время используется малогабаритное устройство, отслеживающее перемещение солнечного диска по небосводу (так называемый трекер). Метод сопровождения основан на анализе сигналов, поступающих от квадрантного фотодетектора. В ночное время питающей оптикой служит телескоп небольшого диаметра (D_{tel} = 250 мм), сопровождающий перемещение освещенной части лунного диска или суточное движение яркой звезды. Входная часть оптического волокна установлена в фокальной поверхности телескопа. Эти приемы, в принципе, позволяют проводить круглосуточный мониторинг содержания водяного пара на луче зрения.

На рис. 3 приведен фрагмент изображения эшелле-спектра, полученного в ночное время от яркой звезды (диапазон длин волн 460–760 нм). Отмечено положение полос атмосферного кислорода (позиции *1* и *2*), прослеживается и вращательная структура этих полос. Колебательно-вращательный спектр молекул водяного пара (переход 000–103, λ = 698 нм) можно найти в порядке, содержащем полосу кислорода (*2*, λ = 680 нм), и в

порядке, содержащем линию H-alpha (поз. *3*), см. также рис. 1 в работе [7].

ВЫВОДЫ

Разработан и изготовлен спектрограф высокого разрешения, позволяющий в безоблачную погоду регистрировать абсорбционные спектры дневной и ночной атмосферы. Прибор используется для определения содержания водяного пара по отдельным линиям колебательно-вращательного спектра. Данные наблюдений могут быть полезны при оценке величины тропосферной задержки сигналов глобального позиционирования.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Panchuk V.E., Tavolzhanskaya N.S., Chepizhko A.V.* // Bulletin of the Special Astrophysical Observatory. 1996. V. 41. P. 154.
2. *Panchuk V.E., Klochkova V.G., Yushkin M.V.* // Astronomy Reports. 2017. V. 61. Issue 9. P. 820. https://doi.org/10.1134/s1063772917080091
3. *Panchuk V.E., Chuntonov G.A., Naidenov I.D.* // Astrophysical Bulletin. 2014. V. 69. Issue 3. P. 339. https://doi.org/10.1134/s1990341314030109
4. *Schroeder D.J.* // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. 1970. V. 82. № 490. P. 1253.
5. *Barden S.C.* // Astronomical Society of the Pacific Conference Series #3, Proc. of a Conference. Held at Tucson (April 11-14, 1988) / Ed. by S.C. Barden. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific (ASP), 1988.
6. *Carrasco E., Parry I.R.* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1994. V. 271. P. 1. https://doi.org/10.1093/mnras/271.1.1
7. *Панчук А.В.* // Труды Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского. 2020. Вып. S674. С. 239.

EDN: TFYQUA
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 99–105

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.384.62

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

© 2022 г. М. П. Калаев[a], А. В. Родина[a], А. М. Телегин[a,*]

[a] *Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева (Самарский университет)*
Россия, 443086, Самара, Московское ш., 34
**e-mail: talex85@mail.ru*

Поступила в редакцию 15.04.2022 г.
После доработки 21.04.2022 г.
Принята к публикации 19.05.2022 г.

Описана конструкция стенда для исследования воздействия высокоскоростных микрочастиц на энергетические характеристики солнечных батарей путем анализа их вольт-амперной характеристики. Приведены результаты экспериментальных исследований деградации солнечных батарей, проведенных на ускорителе микрочастиц. После воздействия потока частиц в количестве 12000 штук размером 2–5 мкм и скоростями 1–8 км/с на площадь 8 см^2 зарегистрировано уменьшение тока короткого замыкания солнечной батареи на 0.06%.

DOI: 10.31857/S0032816222050251

ВВЕДЕНИЕ

По мере увеличения срока эксплуатации современных космических аппаратов (КА) возникает необходимость в разработке новых видов оборудования, обновлении элементной базы бортовой аппаратуры, создании и внедрении новых конструкционных и функциональных материалов. Наряду с этим повышаются требования к их параметрам, которые изменяются под действием различных факторов космического пространства, таких как вакуум, солнечное ультрафиолетовое (УФ) излучение, потоки заряженных частиц (ионизирующее излучение), атомарный кислород, плазма, экстремальные температуры, термоциклирование, воздействие высокоскоростных мелкодисперсных частиц и многие другие.

Под влиянием вышеперечисленных и других факторов космического пространства в материалах и поверхностных элементах КА, в том числе солнечных батареях, происходят различные процессы, приводящие к ухудшению их эксплуатационных характеристик.

При изучении и прогнозировании изменений характеристик поверхностных элементов КА возникает множество затруднений, связанных с многообразием воздействующих факторов, возможностью их воздействия в различных сочетаниях и в разной временной последовательности, в связи с чем исследования в этой области остаются актуальными.

Результаты натурных испытаний до настоящего времени показывали относительно невысокое уменьшение тока солнечных батарей (табл. 1) [1], поэтому система регистрации изменения параметров при проведении имитационных испытаний должна иметь высокую точность и чувствительность.

Таким образом, исходя из необходимости решения существующей проблемы ухудшения эксплуатационных характеристик поверхностных элементов, в данной работе предлагается лабораторный стенд для исследования изменения характеристик солнечных батарей при воздействии высокоскоростных пылевых частиц с возможностью его модернизации для исследования дополнительных воздействующих факторов.

АНАЛИЗ ПОВРЕЖДЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ, ЭКСПОНИРУЕМЫХ НА ОКОЛОЗЕМНОЙ ОРБИТЕ

Солнечные батареи КА представляют собой набор фотоэлектрических преобразователей (ФЭП), используемых для преобразования солнечной энергии в постоянный электрический ток. В основе ФЭП (рис. 1) лежит монокристаллическая кремниевая пластина с нанесенным слоем бора и фосфора для создания p–n-перехода. При попадании света на освещаемую поверхность ФЭП, покрытую просветляющей пленкой, кванты света

Таблица 1. Оптическая деградация солнечных батарей на околоземных орбитах [1]

Орбита	Оптические потери, % /год, для полусфер космического аппарата						Среднее, %/год	Вклад ТЧ, %
	верхней	нижней	задней	передней	левой	правой		
НКО	0.0037	0.0002	0.0006	0.0139	0.0070	0.0069	0.0054	41.3
СКО	0.0018	0.0022	0.0009	0.0047	0.0022	0.0023	0.0024	7.6
ГСО	0.0016	0.0021	0.0011	0.0030	0.0022	0.0022	0.0020	0.6

Примечание. НКО – низкоорбитальный космический объект; СКО – среднеорбитальный космический объект; ГСО – геостационарный объект; ТЧ – твердые частицы.

поглощаются, создавая электронно-дырочные пары, которые разделяются полем p–n-перехода, и между металлическими контактами возникает разность потенциалов. Защитное стекло (преимущественно кварцевое) используется для повышения срока эксплуатации ФЭП, задерживая часть падающего корпускулярного потока, а также минимизируя деструктивное воздействие от мелкодисперсных частиц.

Анализ известных типов ударных микродефектов на поверхности различных материалов в космическом диапазоне скоростей (8–16 км/с) позволяет перейти от физической модели кратера, полученной расчетным путем и подтвержденной с помощью туннельного микроскопа, к модели эквивалентной пустотелой сферы, погруженной в вещество на некоторую глубину [2, 3]. В случае высокоскоростных пылевых частиц, имеющих характерный размер 1–10 мкм, сквозного пробоя p–n-перехода ФЭП не происходит [4], однако суммарная площадь поврежденной поверхности существенно превышает размеры воздействующей частицы за счет формирования при ударе поврежденной зоны диаметром D_1, включающей в себя сколы и трещины, а также зоны оплавления диаметром D_2, как это показано на рис. 2 [5, 6]. На рис. 3 показана типовая фотография кратера на поверхности ФЭП. Диаметр поврежденной зоны на фотографии составляет 5 мкм.

Для оценки влияния факторов космической среды на солнечные батареи измеряют их основные электрические характеристики: $I_{кз}$ – ток короткого замыкания и $U_{хх}$ – напряжение холостого хода, связанные формулой [4]:

$$U_{хх} = R_н I_{кз}, \quad (1)$$

где $R_н$ – сопротивление нагрузки, на котором рассеивается максимальная электрическая мощность при определенной освещенности рабочей поверхности солнечной батареи.

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОГО СТЕНДА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ИСПЫТАНИЙ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

На основе существующего линейного ускорителя микрометеороидов, фотография которого представлена на рис. 4 [1], было разработано устройство для исследования изменения характеристик ФЭП при многофакторном воздействии

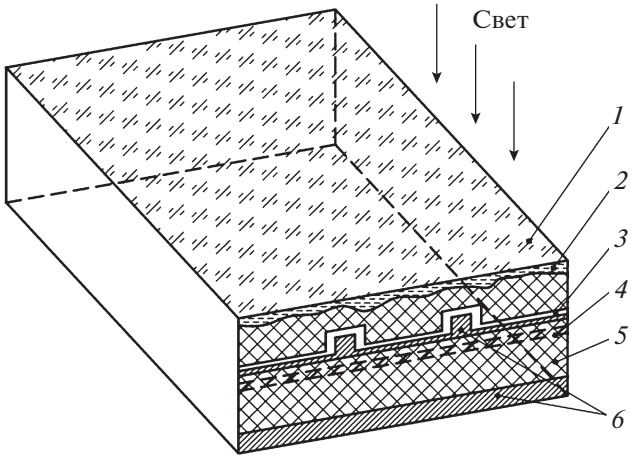


Рис. 1. Устройство ФЭП. *1* – защитное стекло; *2* – клей; *3* – просветляющее покрытие; *4* – p–n-переход; *5* – кремниевая пластина; *6* – металлические контакты.

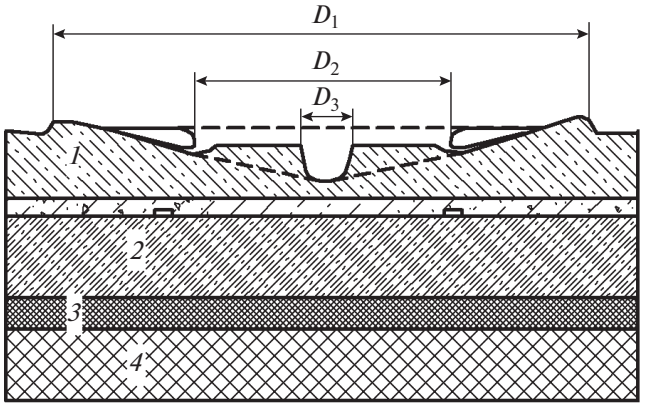


Рис. 2. Структура повреждения ФЭП. D_1 – диаметр поврежденной зоны, D_2 – диаметр зоны оплавления, D_3 – диаметр кратера; *1* – защитное стекло, *2* – кремниевая пластина, *3* – адгезионный слой, *4* – основание из стекловолокна.

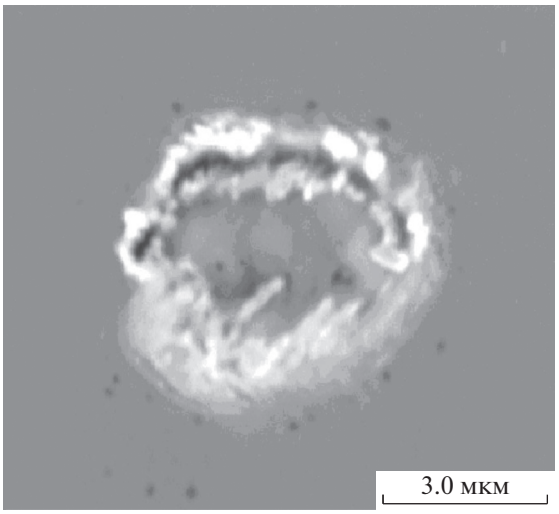


Рис. 3. Фотография кратера на поверхности солнечной батареи.

космического пространства. Структурная схема устройства приведена на рис. 5.

Основой лабораторного стенда является вакуумная камера с вводами для воздействующих факторов. В качестве источников воздействующих факторов на образцы служат линейный ускоритель микрометеороидов (ЛУ), электронно-лучевая пушка (ЭЛП) для формирования пучка электронов, а также источники формирования ультрафиолета (УФ). Каждый из перечисленных источников имеет собственный блок управления, получающий команды от ЭВМ управления стендом. Внутри вакуумной камеры (рис. 6), в точке пересечения воздействующих факторов, располагается электронный измерительный модуль, содержащий пластину для крепления солнечных батарей, а также высокоточную схему измерения их характеристик. Электронный измерительный модуль регистрации параметров ФЭП (рис. 7), разработанный и изготовленный специально для описываемого эксперимента, имеет высокую чувствительность (выше 0.01%), что позволяет регистрировать минимальные изменения характеристик солнечных батарей [7].

Структурная схема модуля регистрации параметров ФЭП показана на рис. 8. Используется схема измерения с двумя солнечными батареями, при этом одна из них является измеряемой (и размещается в вакуумной камере ускорителя таким образом, чтобы находиться в зоне воздействия моделируемых факторов), а вторая – опорной (расположена в стороне от воздействий). При этом оба модуля ФЭП находятся при одинаковой температуре благодаря размещению на общей теплопроводящей пластине из алюминия, а также имеют одинаковый уровень облученности галогенными лампами (ГЛ) внутри камеры. Кроме этого, на теплопроводящей пластине установлен цифровой термометр (ДТ) с точностью измерения температуры до 0.1°C. Изменение периода

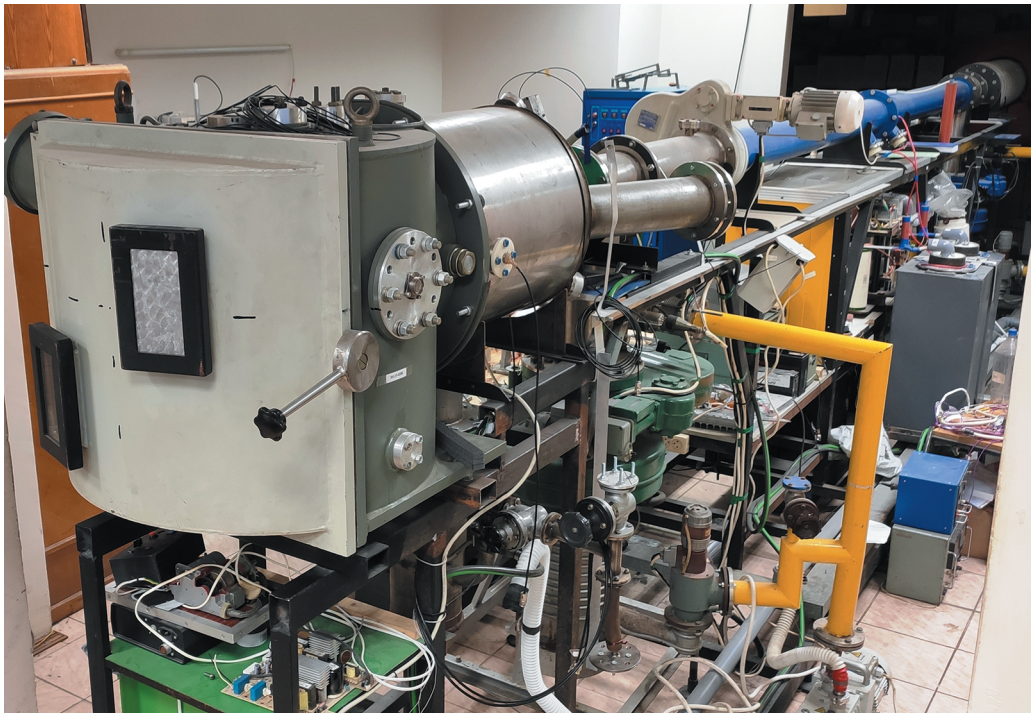


Рис. 4. Линейный ускоритель (Самарский университет).

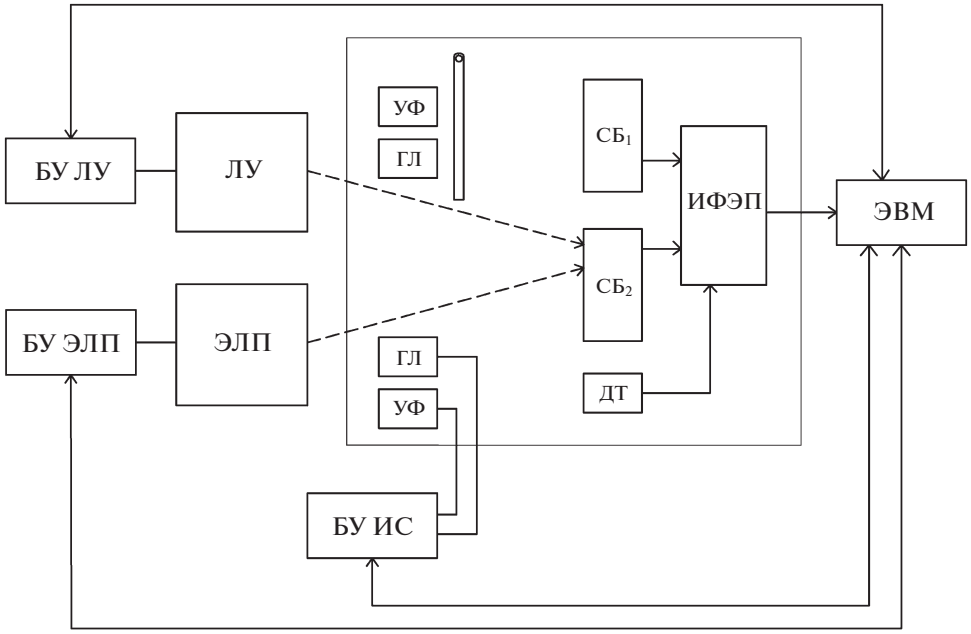


Рис. 5. Структурная схема лабораторного стенда для исследования солнечных батарей. Рамкой выделены элементы, размещаемые внутри вакуумной камеры ускорителя. ЛУ – линейный ускоритель; ЭЛП – электронно-лучевая пушка; УФ – источник ультрафиолетового излучения; ГЛ – галогенная лампа; $СБ_1$, $СБ_2$ – солнечные батареи; ДТ – датчик температуры; ЭВМ – компьютер; БУ ЛУ – блок управления линейным ускорителем; БУ ЭЛП – блок управления электронно-лучевой пушкой; БУ ИС – блок управления источниками света; ИФЭП – модуль для измерения характеристик ФЭП.

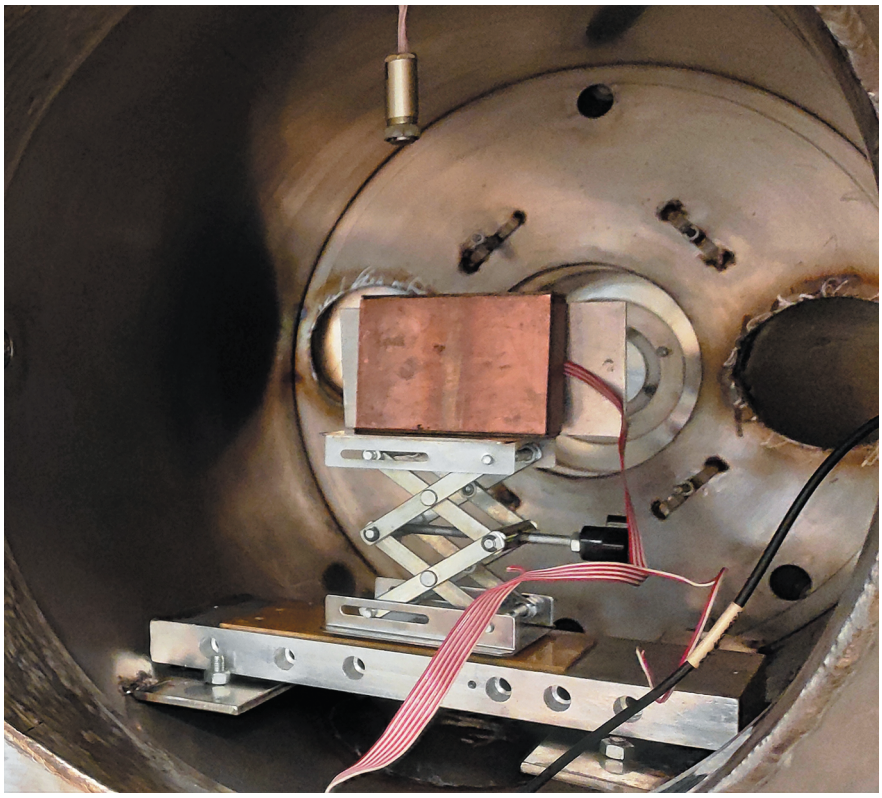


Рис. 6. Вакуумная камера с установленным устройством измерения характеристик солнечных батарей (источник света не установлен).

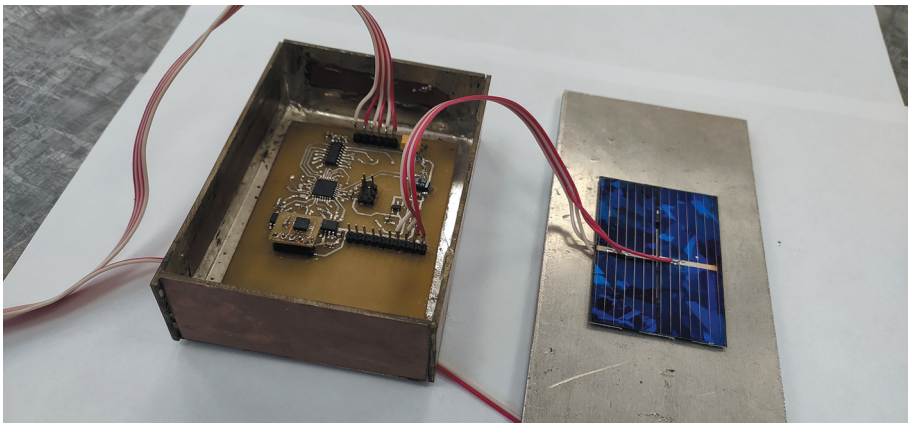


Рис. 7. Фотография измерительного модуля с подключенными солнечными батареями.

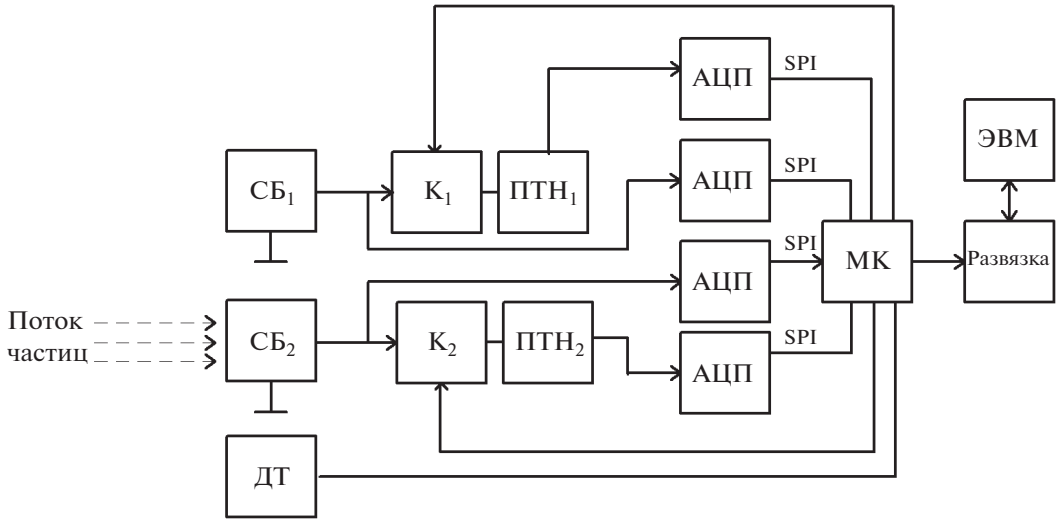


Рис. 8. Структурная схема блока для исследования повреждения солнечных батарей. $СБ_1$ и $СБ_2$ – опорная и контролируемая солнечные батареи; K_1 и K_2 – ключи для управления режимом “ток–напряжение”; АЦП – аналогово-цифровой преобразователь; $ПНТ_1$, $ПТН_2$ – преобразователи ток–напряжение на операционных усилителях; МК – микроконтроллер; ДТ – датчик температуры.

включения галогенной лампы позволяет регулировать степень нагрева пластины с ФЭП и стабилизировать его температуру на определенном уровне. В качестве АЦП используется AD7190, имеющий разрядность 24 бит, 4 входа и частоту преобразования до 4.8 кГц. В качестве микроконтроллера используется Atmega328, связь с внешней ЭВМ осуществляется через интерфейс RS-485 с гальванической развязкой.

ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

При проведении эксперимента в вакуумной камере ускорителя были размещены две солнечные батареи площадью по 8 $см^2$ каждая. Первая батарея $СБ_1$ расположена в зоне воздействия частиц, вторая батарея $СБ_2$ смещена в сторону. На расстоянии 50 см от батарей установлена галогенная лампа мощностью 400 Вт, включающаяся во время измерения тока и напряжения. Результат измерений передается в ЭВМ по интерфейсу RS-485. В определенные интервалы времени галогенная лампа включается, при этом контролируется температура пластины с установленными солнечными батареями. Вследствие высокой облученности, а также низкого сброса тепла в окружающее пространство пластина начинает нагреваться, и в момент достижения заданной температуры (в данном эксперименте 50°C) осуществляется измерение тока и напряжения солнечных батарей. Следует отметить, что без обеспечения высокой точности измерения и стабилизации температуры солнечной батареи проведение данного экспери-

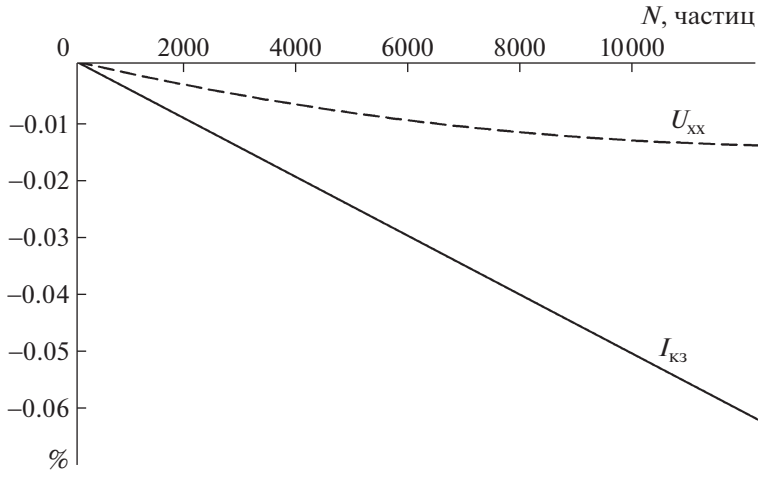


Рис. 9. Изменение характеристик солнечной батареи в зависимости от количества частиц.

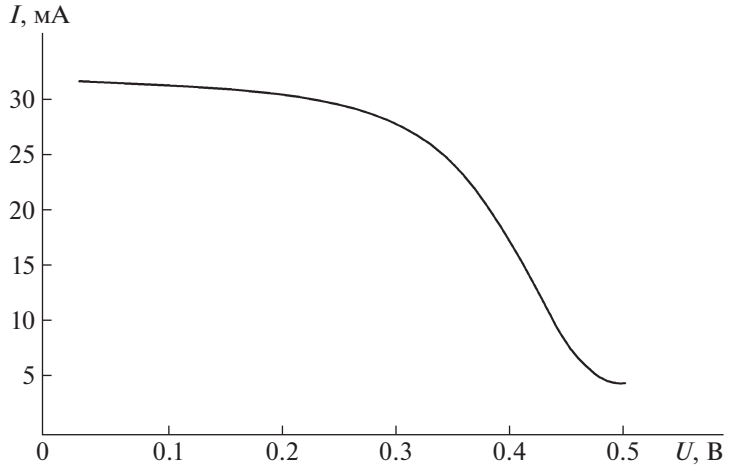


Рис. 10. Вольт-амперная характеристика солнечной батареи после эксперимента.

мента было бы невозможно: изменение мощности солнечной батареи достигает 1%/°С. Использование псевдодифференциальной схемы существенно уменьшает эту погрешность ($СБ_1$ и $СБ_2$ нагреваются одновременно), однако часть температурной погрешности остается нескомпенсированной (ввиду неполной идентичности характеристик двух батарей). После проведения замеров (для повышения точности каждый параметр усредняется по 100 выборкам) галогенная лампа отключалась, чтобы исключить перегрев монтажной пластины сверх заданной величины. В результате принятых мер была достигнута повторяемость результатов измерений на уровне 0.005%, что позволило фиксировать минимальные изменения контролируемых характеристик.

Изменение тока короткого замыкания и напряжения холостого хода солнечной батареи после воздействия потока частиц в количестве 12000 штук размером 2–5 мкм и скоростями 1–8 км/с на площадь 8 см^2 представлены на рис. 9. Согласно рис. 9, ток короткого замыкания ($I_{кз}$) подвержен гораздо большему изменению, чем напряжение холостого хода ($U_{хх}$). На рис. 10 показана вольт-амперная характеристика солнечной батареи. Поскольку изменение характеристики солнечной батареи после проведения эксперимента составило порядка сотых долей процента, вольт-амперные характеристики солнечной батареи до и после эксперимента в приведенном масштабе фактически совпадают.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате теоретических и экспериментальных исследований был разработан лабораторный стенд для исследования воздействия потоков высокоскоростных микрочастиц на энергетические

характеристики солнечных батарей. Предложены методики прогнозирования деградации параметров солнечных батарей при многофакторном воздействии с использованием лабораторных имитационных испытаний. Использование данного стенда и предложенной методики позволит ускорить испытания солнечных батарей и их защитных покрытий с целью обеспечения их функционирования в составе КА на околоземной орбите.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Semkin N.D., Kalaev M.P.* // Instruments and Experimental Techniques 2011. V. 54. № 1. P. 1260. https://doi.org/10.1134/S0020441211010180
2. *Semkin N.D., Kalaev M.P., Voronov K.E.* // Instruments and Experimental Techniques 2011. V. 54. № 3. P. 425. https://doi.org/10.1134/S002044121103016X
3. *Nadiradze A.B., Kalaev M.P., Semkin N.D.* // Cosmic Research. 2016. V. 54. № 5. P. 366. https://doi.org/10.1134/S001095251605004X
4. *Новиков Л.С., Надирадзе А.Б., Бедняков С.А., Гаврюшин А.В.* // Труды МАИ. Космическая техника и технологии. 2000. Вып. 1. С. 45.
5. *Herbert M.K., McDonnel J.A.M.* // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris. (ESA SP-393). Darmstadt, Germany, 17–19 March 1997. P. 1693.
6. *Семкин Н.Д., Калаев М.П., Новиков Л.С.* // Физика и химия обработки материалов. 2012. № 3. С. 30.
7. *Родина А.В., Калаев М.П.* // Всероссийская научно-техническая конференция “Актуальные проблемы радиоэлектроники и телекоммуникаций”. 2021. С. 118.

EDN: ZNXCLB
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 106–110

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.082

ПОРТАТИВНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2022 г. М. В. Филиппов[a,*], В. С. Махмутов[a,b], О. С. Максумов[a], А. Н. Квашнин[a], Ю. И. Стожков[a,b], С. В. Соков[a]

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

[b] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*
Россия, 141701, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9

**e-mail: mfilippov@frtk.ru, filippovmv@lebedev.ru*

Поступила в редакцию 11.04.2022 г.
После доработки 30.05.2022 г.
Принята к публикации 15.06.2022 г.

Представлено описание и приведены технические характеристики портативной научной установки “Galactic Cosmic Rays” (GCR) для детектирования заряженной компоненты космических лучей, разработанной в 2022 г. на Долгопрудненской научной станции ФИАН. В качестве детектирующих элементов использованы газоразрядные счетчики СТС-6, расположенные в два слоя по пять счетчиков. Слои верхних и нижних счетчиков разделены алюминиевым фильтром толщиной 7 мм. Данная установка предназначена для участия в международном эксперименте TI3GER (Technological Innovation Into Iodine and GV Environmental Research), направленном на изучение влияния оксидов йода на озоновый слой.

DOI: 10.31857/S0032816222060040

ВВЕДЕНИЕ

В 2006–2017 гг. на Долгопрудненской научной станции (ДНС) ФИАН были разработаны 3 класса установок для изучения вариаций потоков космических лучей (КЛ): CARPET [1, 2], Нейтронный детектор [3] и Гамма-спектрометр [4]. К 2017 г. была создана международная сеть наземной научной аппаратуры, в основу которой легли указанные установки [5]. В настоящее время (2022 г.) данная сеть размещена в четырех научных центрах: ДНС ФИАН (Долгопрудный, Московская область); астрономический комплекс CASLEO (Аргентина); Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева (ЕНУ, г. Нур-Султан, Республика Казахстан) и King Abdulaziz City for Science and Technology (KACST, г. Эр-Рияд, Саудовская Аравия).

Установки CARPET предназначены для измерения потоков заряженной компоненты КЛ с помощью газоразрядных счетчиков СТС-6, расположенных в 2 горизонтальных ряда, между которыми размещен алюминиевый фильтр-поглотитель толщиной 7 мм. Основные данные, получаемые на установках CARPET, – скорости счета по трем каналам: суммарный счет всех верхних счетчиков установки (канал UP), суммарный счет всех нижних счетчиков установки (канал LOW) и счет в канале совпадений (канал TEL).

В каналах UP и LOW регистрируются электроны и позитроны с $E > 200$ кэВ, протоны с $E > 5$ МэВ, мюоны с $E > 1.5$ МэВ, фотоны с $E > 20$ кэВ (эффективность регистрации $< 1\%$). В канале TEL регистрируются электроны с $E > 5$ МэВ, протоны с $E > 30$ МэВ и мюоны с $E > 15.5$ МэВ.

Основываясь на опыте, полученном при разработке и эксплуатации установок CARPET, в 2021 г. был разработан новый прибор – GCR. Данная установка входит в состав научной аппаратуры, которая будет установлена на борту самолета для проведения мониторинга стратосферы в рамках международного эксперимента TI3GER [6].

Установка GCR выполнена в форме параллелепипеда с размерами 222 × 146 × 106 мм. На корпусе установки расположены разъем питания (28 В постоянного тока) и разъем для передачи данных на борт, а также 3 светодиода-индикатора, визуализирующие наличие импульсов в каналах UP, LOW и TEL. Внутри корпуса расположена материнская плата, на которой находятся: вторичные источники питания, датчики температуры и атмосферного давления, АЦП, микроконтроллер и интерфейс передачи данных RS-232. Также на материнскую плату смонтирован детек-

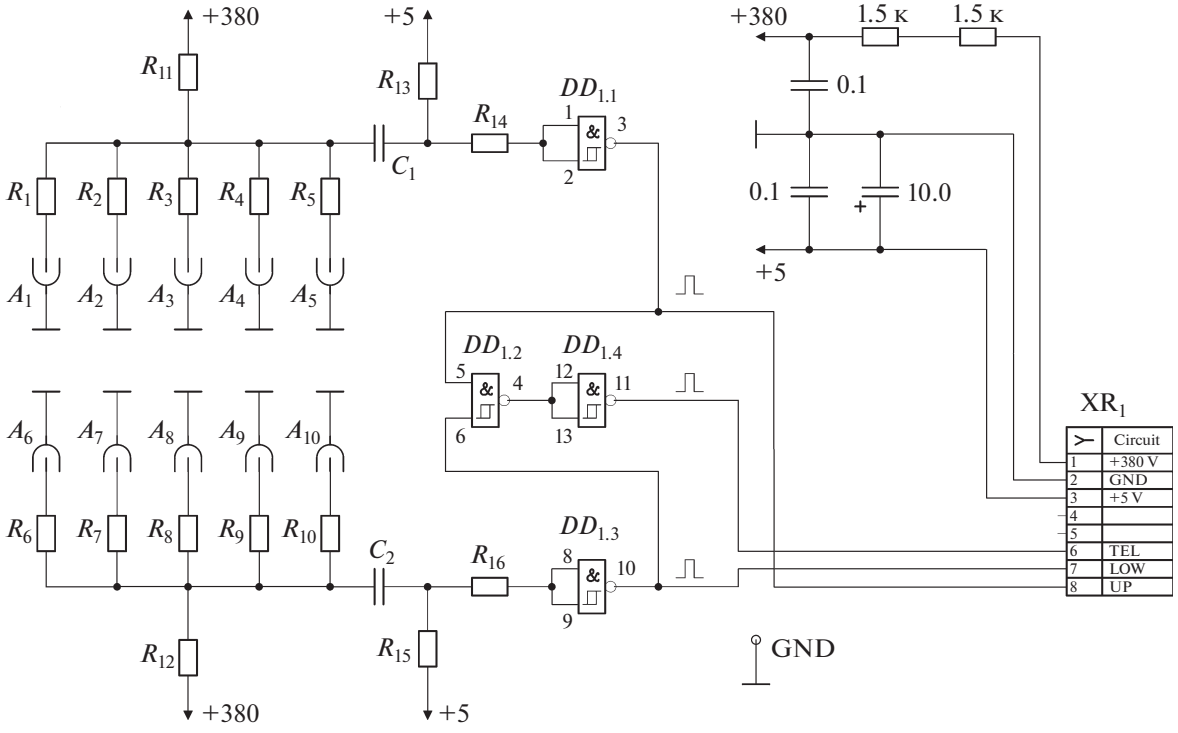


Рис. 1. Принципиальная схема анодной платы детектирующего блока установки GCR.

тирующий блок, состоящий из системы двух горизонтальных слоев счетчиков СТС-6, между которыми расположена алюминиевая пластина толщиной 7 мм, и анодной платы, предназначенной для формирования выходных импульсов счетчиков.

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА УСТАНОВКИ

На рис. 1 приведена принципиальная схема анодной платы детектирующего блока установки GCR, к которой подключены 10 счетчиков СТС-6: 5 счетчиков в верхнем слое (A_1–A_5) и 5 счетчиков в нижнем слое (A_6–A_{10}). Катоды счетчиков заземлены. Аноды верхних счетчиков объединены через резисторы R_1–R_5 (110 кОм), а нижних – через резисторы R_6–R_{10} (110 кОм). Резисторы R_{11} и R_{12} (2.4 МОм) использованы для реализации схемы ИЛИ. Длительность по основанию экспоненциальных импульсов счетчиков СТС-6, регистрируемых через конденсаторы C_1 и C_2 (100 пФ), составляет ~1 мс. После RC-цепочки (использованы резисторы R_{13} и R_{15} номиналом 47 кОм) длительность импульса составляет $\Delta t \approx 10$ мкс. Резисторы R_{14} и R_{16}, по 20 кОм каждый, служат для ограничения тока через входные защитные диоды микросхемы DD_1. Импульсы верхней и нижней групп счетчиков преобразуются на триггерах Шмитта $DD_{1.1}$ и $DD_{1.3}$ в прямоугольные и, далее, именуются как UP и LOW, соответственно. Схема совпадений (TEL) реализована на триггерах Шмитта $DD_{1.2}$ и $DD_{1.4}$.

Через разъем XR_1 детектирующий блок подключается к материнской плате (рис. 2). Из бортовых 28 В преобразователь напряжения U_1 (МПВ10В) вырабатывает 12 В. С помощью высоковольтного преобразователя напряжения U_2 (С4900-51) из 12 В вырабатывается 380 В для питания счетчиков детектирующего блока, а с помощью преобразователя напряжения U_3 (МПВ10А) вырабатываются 5 В для питания электроники. Для подстройки высокого напряжения 380 В используется переменный резистор R_1 (50 кОм), а для его контроля – микросхема 12-битного АЦП DD_4 (MCP3201). Микросхема DD_1 (REF192) является источником опорного напряжения АЦП. Для измерения атмосферного давления и температуры использованы цифровые датчики DD_3 (BMP085) и DD_6 (DS18B20) соответственно. Взаимодействие с датчиками и АЦП, а также первичная обработка информации осуществляются микроконтроллером DD_5 (ATmega 168). Данные передаются на борт по интерфейсу RS-232, реализованному с помощью микросхемы DD_7 (MAX-232). Светодиоды VD_1–VD_4 устанавливаются на материнскую плату и обеспечивают визуальный контроль исполнения циклограммы установки: измерение атмосферного давления, температуры внутри корпуса прибора, высокого напряжения для питания

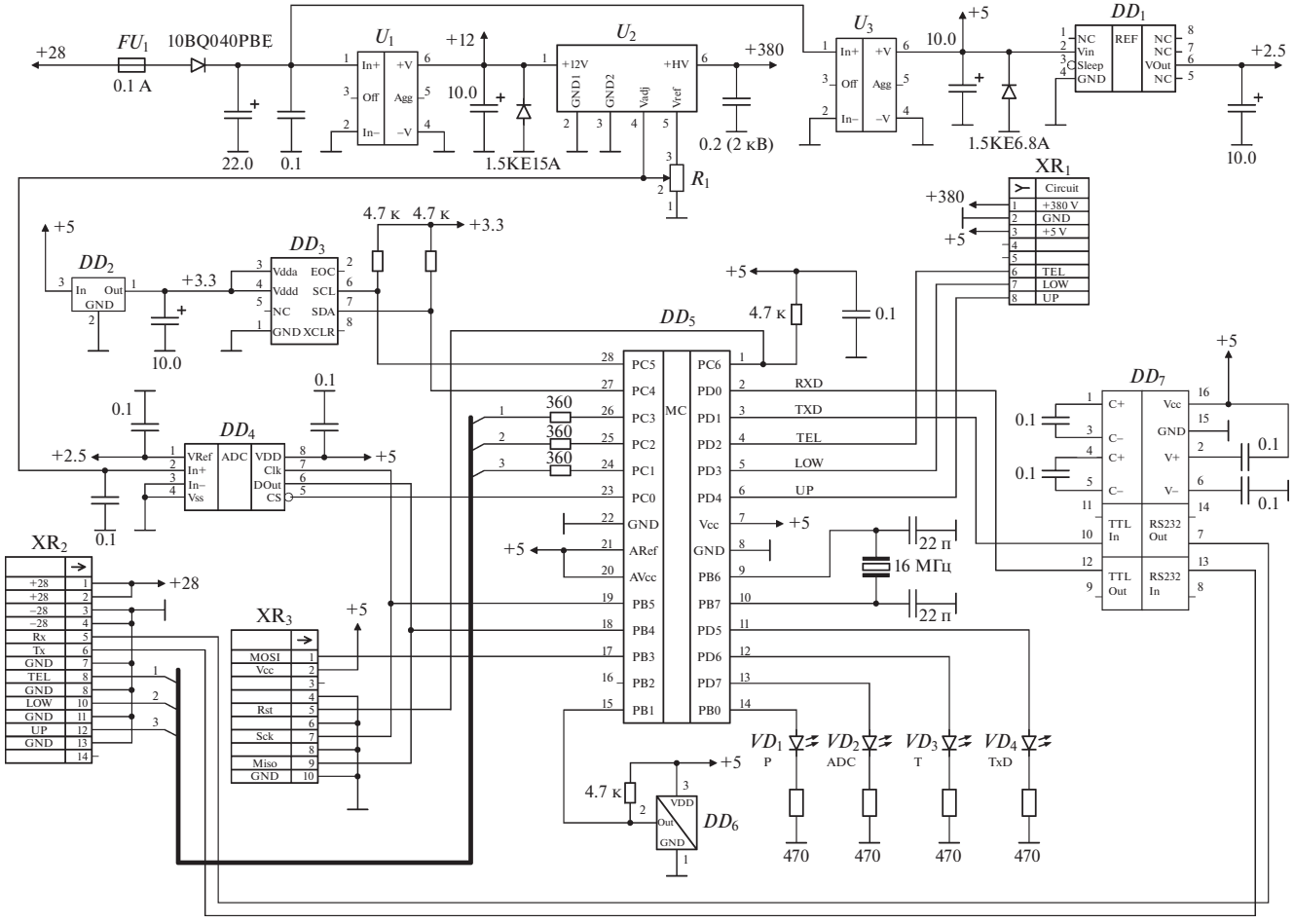


Рис. 2. Принципиальная схема материнской платы установки GCR.

счетчиков, передачу данных. Также на корпусе прибора установлены дополнительные светодиоды: UP, LOW, TEL, которые визуально дублируют импульсы в соответствующих счетных каналах. Сигналы управления светодиодами поступают с выводов PC1–PC3 микроконтроллера DD_5 через резисторы 360 Ом, светодиоды подключены к разъему XR_2.

ФОРМАТ СООБЩЕНИЯ ДАННЫХ

Данные передаются на борт 1 раз в секунду по интерфейсу RS-232 на скорости передачи данных 9600 бод/с. Для этого формируется сообщение (последовательность ASCII-символов) вида: *UP* ⟨ПРОБЕЛ⟩ *LOW* ⟨ПРОБЕЛ⟩ *TEL* ⟨ПРОБЕЛ⟩ *T* ⟨ПРОБЕЛ⟩ *P*⟨ПРОБЕЛ⟩ *V*⟨CR⟩⟨LF⟩, где: *UP*, *LOW* и *TEL*, импульсов/с – скорости счета в каналах UP, LOW и TEL, соответственно; *T*, °C – температура внутри корпуса прибора (с точностью до двух дробных знаков); *P*, кПа – атмосферное давление (с точностью до двух дробных знаков); *V*, В – измеренное значение высокого напряжения (с округлением до целого числа); ⟨CR⟩ – символ возврата каретки; ⟨LF⟩ – символ перевода строки.

ПРОВЕРКА УСТАНОВКИ И НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

Установка GCR испытывалась на ДНС ФИАН с 01.02.22 г. по 03.02.22 г. Для дальнейшего анализа использовались данные, проинтегрированные за минуту. Полученные значения средней скорости счета для каждого канала составили: $N_{UP} = 464.58 \pm 67.96$ импульсов/мин, $N_{LOW} = 463.22 \pm 67.57$ импульсов/мин, $N_{TEL} = 82.56 \pm 14.90$ импульсов/мин. Максимальные значения скоростей счета равны: $N_{UP_MAX} = 1855$ импульсов/мин, $N_{LOW_MAX} = 1836$ импульсов/мин, $N_{TEL_MAX} = 361$ импульсов/мин. Стоит отметить, что средние и максимальные значения счета в каналах UP и LOW практически совпадают, что косвенно свидетельствует о корректности работы этих каналов.

Как было указано выше, длительность импульсов $\Delta t \approx 10$ мкс. Так как в каждый канал вхо-

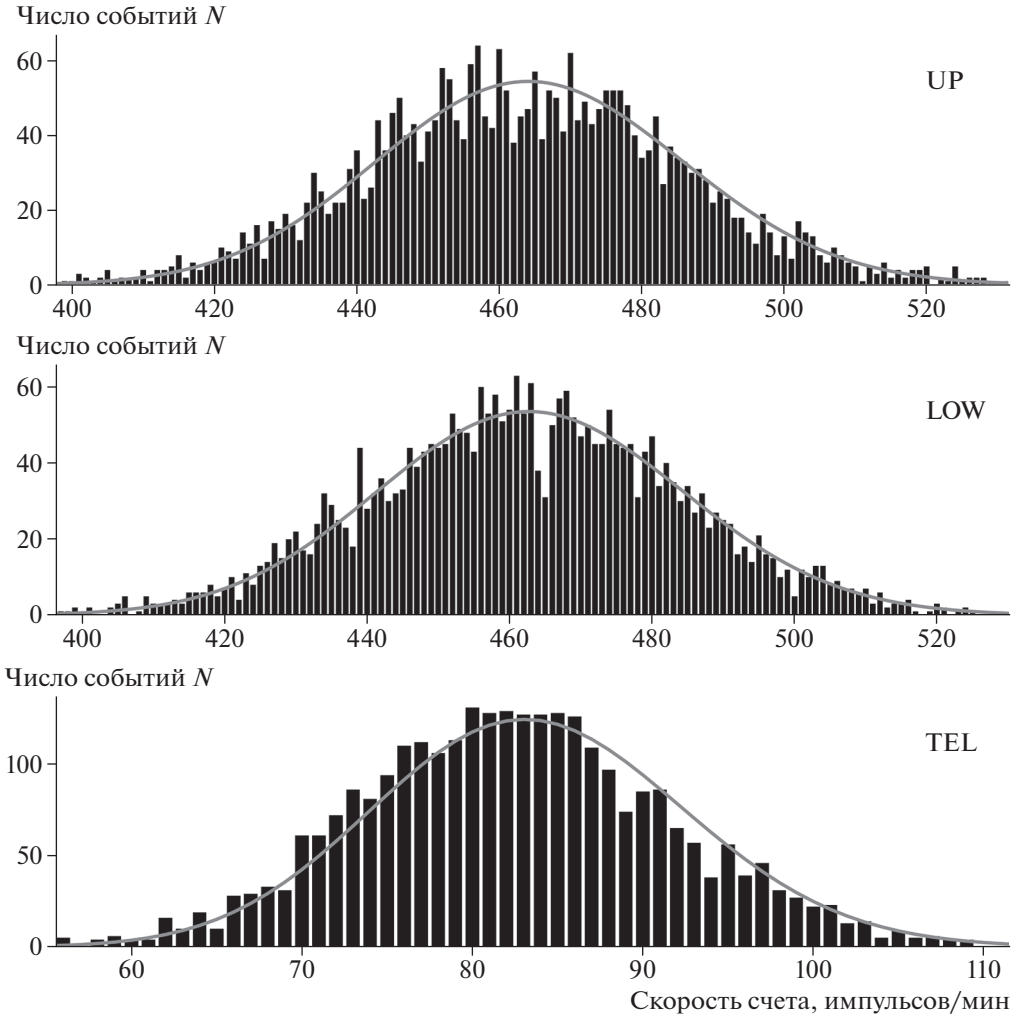


Рис. 3. Гистограммы распределения скоростей счета установки GCR в каналах UP, LOW и TEL. Вертикальные столбцы – результаты, полученные по экспериментальным данным, серая непрерывная линия – расчетное распределение Пуассона.

дят 5 счетчиков, существует вероятность ошибки измерения скорости счета в случае наложения друг на друга близких по времени импульсов от различных счетчиков (на временном интервале $2\Delta t$). Аналогично расчету в публикации [7], для канала UP получим вероятность прохождения двух и более импульсов за время $2\Delta t$, приняв математическое ожидание скорости счета равным максимуму для данного канала: $P(x \geq 2) = 1.87 \cdot 10^{-7}$. Следовательно, вероятность детектирования двух и более частиц за время $2\Delta t$ пренебрежимо мала, и данным эффектом можно пренебречь.

На рис. 3 для каждого канала установки приведено распределение скоростей счета (в импульсах в минуту) по данным за 01.02.22–03.02.22 гг. Сплошной кривой показано расчетное распределение Пуассона. В качестве математического ожидания взяты средние значения скоростей счета для каждого канала. Как видно, для каналов UP и LOW экспериментально полученное распределение имеет несколько бóльшие отклонения относительно распределения Пуассона, чем данные канала TEL. Вероятно, это связано с существенными величинами среднеквадратичного отклонения средней скорости счета и компенсируется при накоплении статистики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены описание и схемотехническая реализация портативной установки для детектирования заряженной компоненты космических лучей. Данная аппаратура успешно выдержала предварительные испытания и начиная с апреля 2022 г. планируется ее применение в международном эксперименте TI3GER.

Стоит отметить, что аналогичные установки как компактный вариант в будущем могут быть

использованы для расширения сети установок CARPET [1, 2, 7, 8]. Небольшие размеры прибора обеспечивают его мобильность и простоту установки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мизин С.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.Н.* // Краткие сообщения по физике. 2011. № 2. С. 8.
2. *Филиппов М.В., Махмутов В.С., Стожков Ю.И., Максумов О.С.* // ПТЭ. 2020. № 3. С. 109. https://doi.org/10.31857/S0032816220030039
3. *Филиппов М.В., Махмутов В.С., Стожков Ю.И., Максумов О.С., Raulin J.-P., Tacza J.* // ПТЭ. 2020. № 5. С. 96. https://doi.org/10.31857/S0032816220050298
4. *Филиппов М.В., Махмутов В.С., Квашнин А.Н., Максумов О.С., Стожков Ю.И., Raulin J.-P., Tacza J.* // ПТЭ. 2021. № 4. С. 74. https://doi.org/10.31857/S0032816221040030
5. *Квашнин А.Н., Филиппов М.В., Махмутов В.С.* // Краткие сообщения по физике. 2022. № 1. С. 16.
6. https://www.eol.ucar.edu/field_projects/ti3ger
7. *Philippov M.V., Makhmutov V.S., Stozhkov Yu.I., Maksumov O.S., Bazilevskaya G.A., Morzabaev A.K., Tulekov Ye.A.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2020. V. 959. P. 16356. https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163567
8. *Maghrabi A., Makhmutov V.S., Almutairi M., Aldosari A., Altilasi M., Philippov M.V., Kalinin E.V.* // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2020. V. 200. P. 105194. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105194

EDN: NMTVZO
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 111–124

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 520.872+520.88+528.088

НАБЛЮДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ НА РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОМ КОМПЛЕКСЕ “КВАЗАР-КВО”

© 2022 г. М. В. Васильев[a], В. Ф. Зимовский[a], А. Е. Мельников[a], И. Ф. Суркис[a,*], И. А. Рахимов[a], В. Г. Олифиров[a], А. А. Дьяков[a]

[a] Институт прикладной астрономии РАН
Россия, 191187, Санкт-Петербург, наб. Кутузова, 10
**e-mail: surkis@iaaras.ru*

Поступила в редакцию 04.03.2022 г.
После доработки 21.06.2022 г.
Принята к публикации 24.06.2022 г.

Описаны несколько программ наблюдений космических аппаратов (КА) методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) на комплексе “Квазар-КВО”, результаты спектрального анализа принятого сигнала, а также оценка точности РСДБ-измерений на примере нескольких спутников, излучающих сигналы различных типов. На основе полученных результатов сделаны выводы о перспективности использования информационного радиоканала КА для проведения траекторных измерений. Приведены планы по проведению длинного ряда наблюдений для оперативного уточнения параметров орбиты КА.

DOI: 10.31857/S0032816222060210

ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей координатно-временного и навигационного обеспечения Российской Федерации являются траекторные измерения космических аппаратов (КА) в дальнем и ближнем космосе, которые предполагают проведение интенсивных позиционных оптических, радиотехнических, светолокационных наблюдений сетью наземных станций или автономную навигацию с помощью бортовых приемников глобальной навигационной спутниковой системы (ГНСС) [1]. Наиболее перспективным средством навигации КА являются автономные бортовые приемники ГНСС, однако наземные наблюдательные средства, несомненно, еще долгое время будут оставаться необходимым дополнением к спутниковой навигации для низко- и среднеорбитальных КА и практически безальтернативным инструментом для навигации КА в дальнем космосе.

В настоящее время российский радиоинтерферометрический со сверхдлинными базами (РСДБ) комплекс “Квазар-КВО” [2] обладает всеми возможностями для проведения высокоточных наземных радиотехнических наблюдений КА в дальнем космосе и светолокационных наблюдений низко- и среднеорбитальных искусственных спутников Земли (ИСЗ).

В состав комплекса “Квазар-КВО” входят три 32-метровых и три 13-метровых радиотелескопа, которые могут быть использованы для РСДБ, псевдодальномерных и доплеровских наблюдений КА. Все антенные системы комплекса размещены в пунктах колокации РСДБ, светолокационных средств измерений (ГЛОНАСС/GPS и DORIS), что позволяет осуществлять привязку измерений КА к земной системе координат с максимально возможной точностью. Актуальность применения комплекса “Квазар-КВО” для наблюдений КА в ближнем и дальнем космосе обусловлена следующими факторами:

• возможностью проведения измерений практически по любым радиосигналам КА: от широкополосных до монохроматических, в L-, S-, X- и Ka-диапазонах;

Таблица 1. Оценки ширины диаграммы направленности радиотелескопов РСДБ-комплекса “Квазар-КВО”

Диапазон длин волн, см	Ширина диаграммы направленности по половине мощности для радиотелескопов	
	РТ-32	РТ-13
18–20 (L)	21′	
13 (S)	14′	34′
3.5 (X)	4′	9′
1 (Ka)		3′

Таблица 2. Наблюдения КА на радиотелескопах РСДБ-комплекса “Квазар-КВО” в 2020 г.

Сеанс	Дата начала наблюдений	Продолжительность наблюдений	Состав сети	Примечание
RU0852	2020.09.15	3 ч	BvZvSw	S-диапазон RCP/LCP, KA_1
RU0859	2020.12.01	20 мин	SvBvZvSw	S-диапазон RCP/LCP, KA_2
RU0860	2020.12.02	35 мин	BdSvZcBvZvSw	S-диапазон RCP/LCP, KA_3
RU0861	2020.12.15	6 ч	BvZvSw	S/X-диапазоны LCP, KA_2

Примечание. Sv – радиотелескоп РТ-32, Светлое; Sw – радиотелескоп РТ-13, Светлое; Zc – РТ-32, Зеленчукская; Zv – РТ-13, Зеленчукская; Bd – РТ-32, Бадары; Bv – РТ-13, Бадары; RCP и LCP – соответственно правая и левая круговые поляризации; KA_1–KA_3 – космические аппараты.

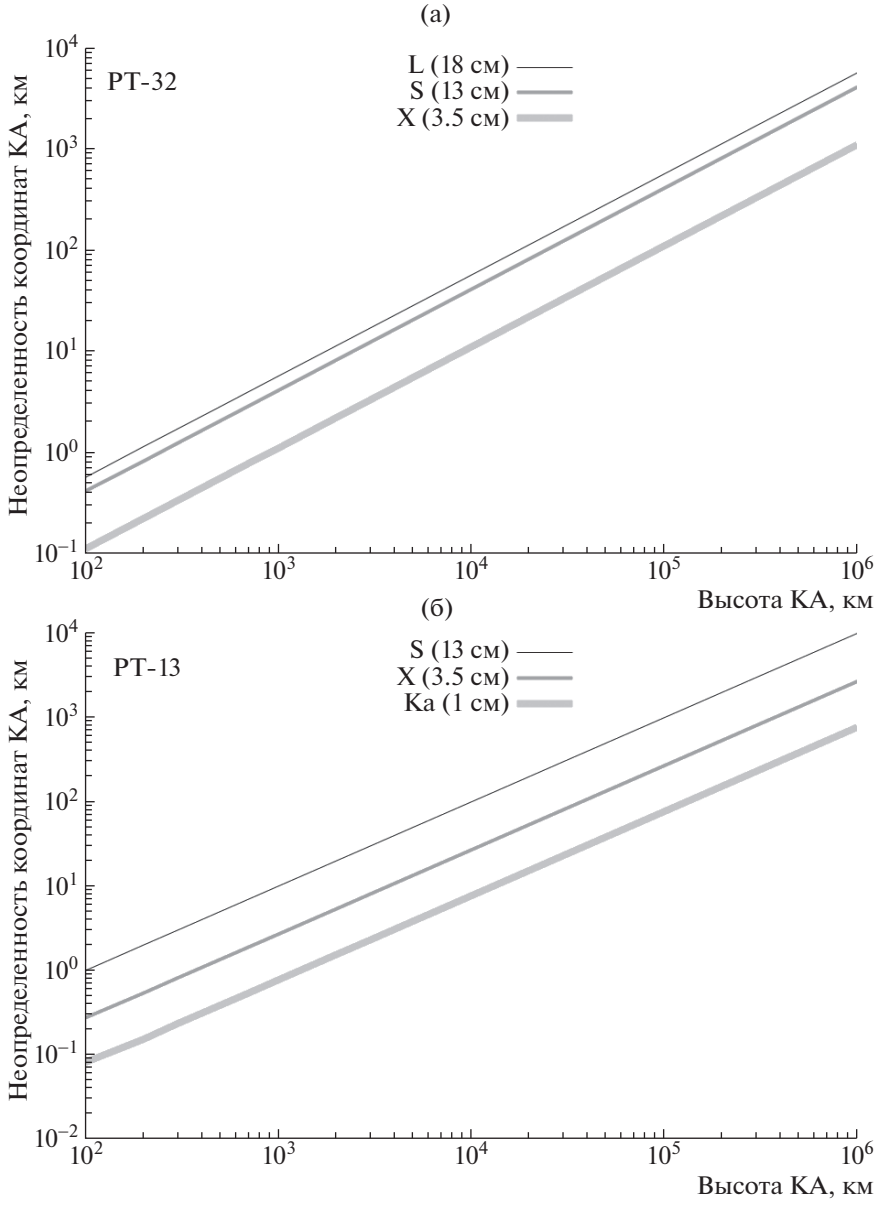


Рис. 1. Допустимые ошибки эфемерид КА в зависимости от высоты его орбиты для соответствующих длин волн и радиотелескопов РТ-32 (**а**) и РТ-13 (**б**) комплекса “Квазар-КВО”.

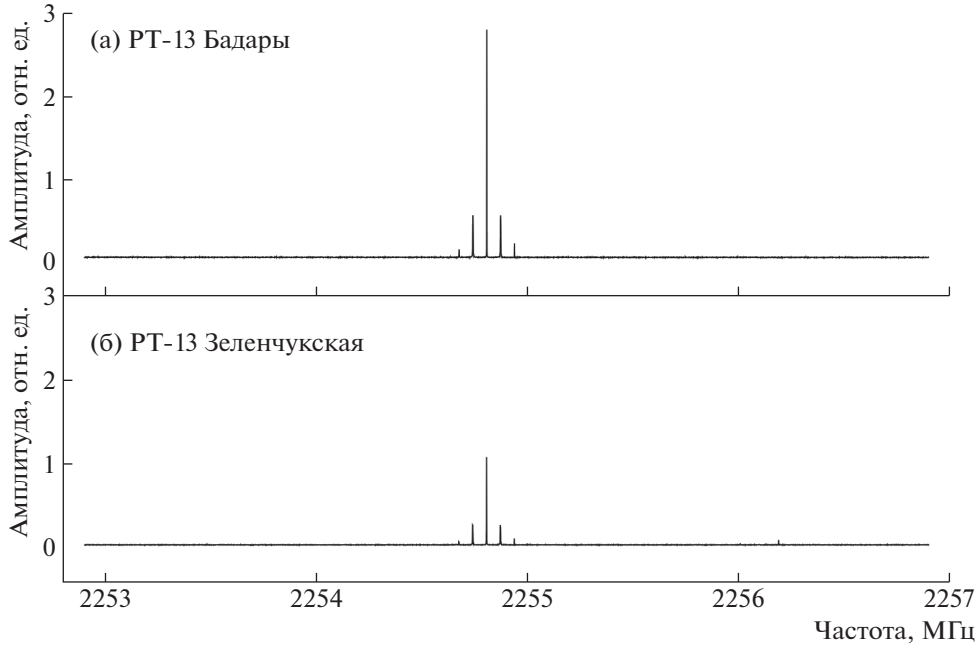


Рис. 2. Автокорреляционный спектр сигналов в правой круговой поляризации радиотелескопов РТ-13 обсерваторий Бадары (**а**) и Зеленчукская (**б**).

• гибкой системой первичной обработки, основанной на использовании аппаратных и программных корреляторов ИПА РАН [3, 4];

• высокой, вплоть до субсантиметровой, точностью измерений временных задержек приема сигналов станциями РСДБ-сети;

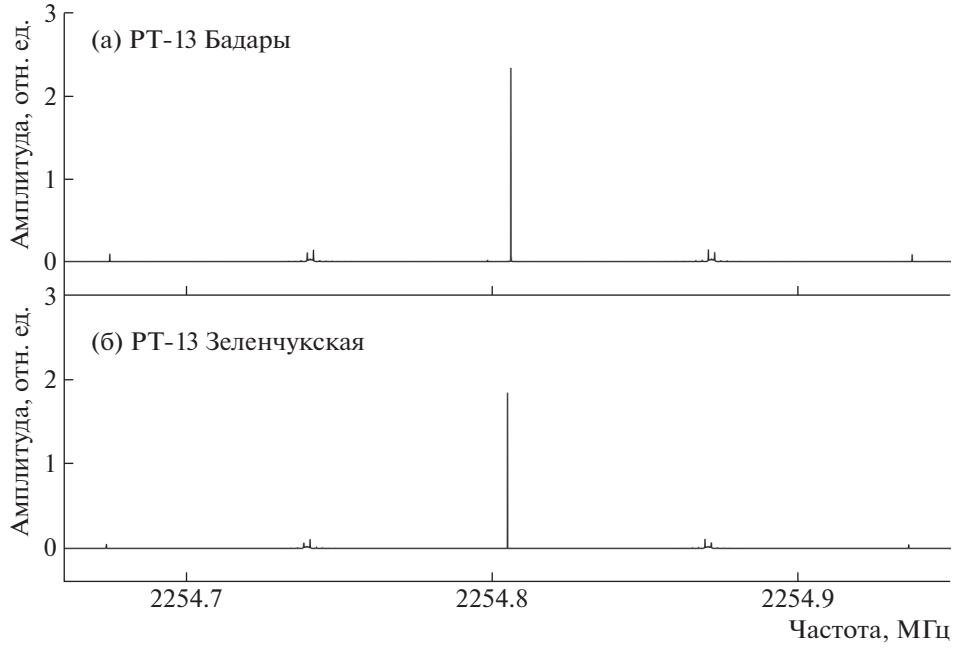


Рис. 3. Фрагмент автокорреляционного спектра сигналов в правой круговой поляризации радиотелескопов РТ-13 обсерваторий Бадары (**а**) и Зеленчукская (**б**).

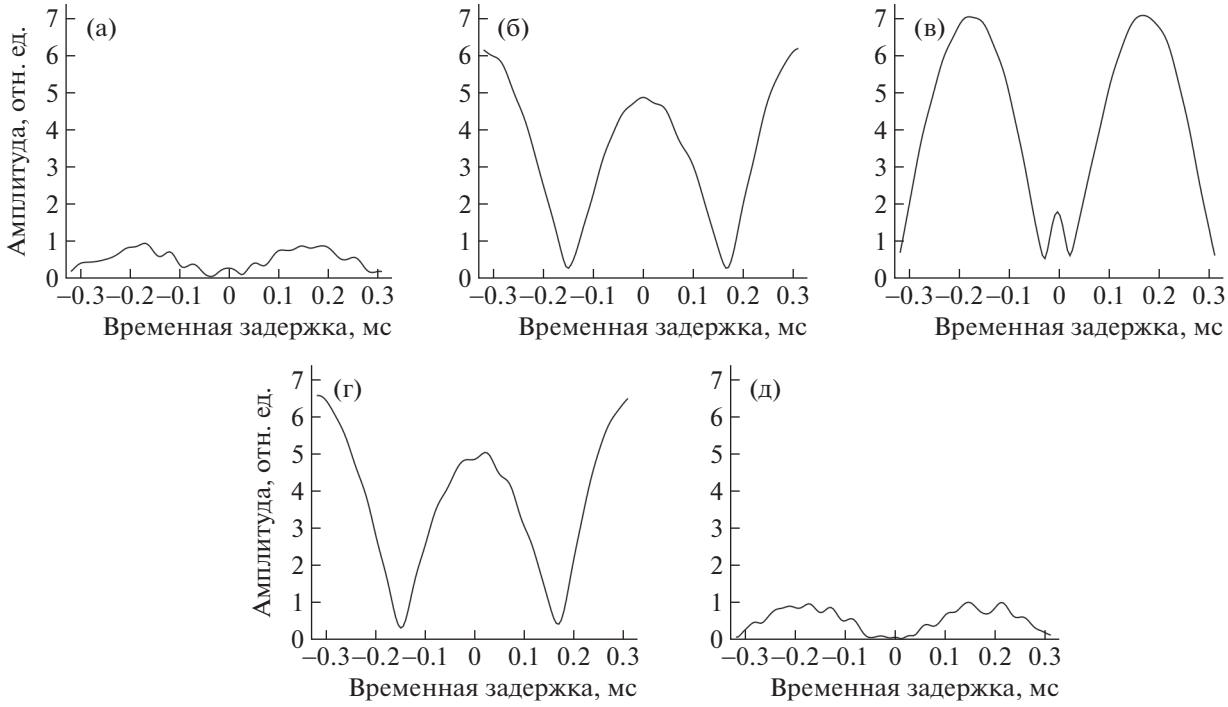


Рис. 4. Кросскорреляционные отклики для одного из 5-секундных интервалов усреднения для спектральных деталей на частотах, МГц: 2254.68 (**а**), 2254.74 (**б**), 2254.81 (**в**), 2254.87 (**г**), 2254.94 (**д**).

• возможностью использования приемников ГНСС и радиометров водяного пара для компенсации атмосферных задержек [5];

• опытом РСДБ-наблюдений КА навигационных систем GPS, ГЛОНАСС, Beidou, КА серии Космос, КА РадиоАстрон, Mars Express [6];

• возможностью проведения высокоточных дифференциальных РСДБ-наблюдений КА и квазаров;

• возможностью использования комплекса для отработки методики траекторных РСДБ-наблюдений КА.

В данной статье описан опыт применения средств комплекса “Квазар-КВО” для организации оперативных РСДБ-измерений КА, первоначальная информация о котором ограничивается его элементами орбиты и примерным диапазоном радиоизлучения.

ШИРИНА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ РАДИОТЕЛЕСКОПОВ КОМПЛЕКСА “КВАЗАР-КВО” И ДОПУСТИМЫЕ ОШИБКИ ЭФЕМЕРИД КА

Возможность точного наведения радиотелескопа зависит от точности эфемерид КА и ширины диаграммы направленности антенны. Известное выражение для ширины диаграммы направленности по половине мощности для параболической антенны имеет вид

$$\theta = \lambda/D,$$

где θ, рад – ширина диаграммы направленности по половине мощности; λ, м – длина волны; D, м – диаметр антенны.

В табл. 1 приведены оценки ширины диаграммы направленности радиотелескопов РТ-13 и РТ-32 на различных длинах волн.

На рис. 1 приведены оценки допустимой ошибки эфемерид КА в зависимости от высоты его орбиты для соответствующих длин волн и типов радиотелескопов. Видно, что допустимая ошибка эфемерид при использовании радиотелескопов комплекса “Квазар-КВО” варьируется от долей (для низкоорбитальных ИСЗ) до тысяч километров (для высокоорбитальных КА).

Выполнение требований к точности эфемерид при использовании радиотелескопов комплекса “Квазар-КВО” для наблюдений КА обычно достигается использованием актуальных элементов орбиты.

НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА

Начиная с июля 2020 года была проведена серия РСДБ-наблюдений КА с использованием 32- и 13-метровых радиотелескопов обсерваторий Светлое, Зеленчукская, Бадары РСДБ-комплекса “Квазар-КВО”. Названия экспериментов, даты проведения, длительности и комментарии приведены в табл. 2. Краткие обозначения радиотеле-

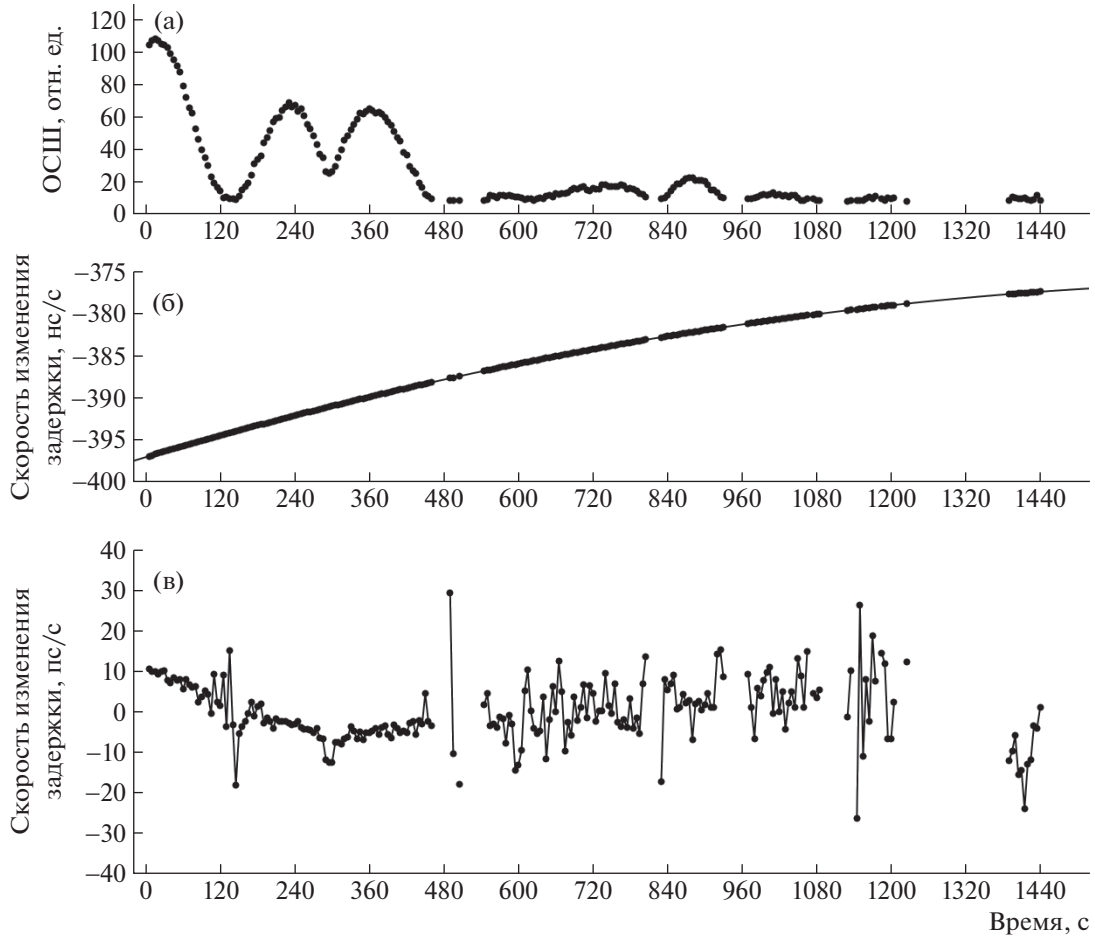


Рис. 5. Обработка разбитых на 5-секундные интервалы данных для центральной линии в спектре: **а** – ОСШ; **б** – полная скорость изменения задержки (черные точки) и квадратичный тренд (непрерывная линия); **в** – остаточная скорость изменения задержки (вычтен квадратичный тренд).

скопов, используемые в тексте и в таблице следующие: Sv – РТ-32, Светлое; Sw – РТ-13, Светлое; Zc – РТ-32, Зеленчукская; Zv – РТ-13, Зеленчукская; Bd – РТ-32, Бадары; Bv – РТ-13, Бадары. Правая и левая круговые поляризации обозначаются RCP и LCP, соответственно. Различные космические аппараты в таблице обозначены как $КА_1$, $КА_2$ и $КА_3$.

Для эфемеридных расчетов использовались достаточно грубые векторы начальных положений и скоростей КА. Эти векторы служили начальными данными для численного интегрирования уравнений движения КА с помощью программного комплекса ЭРА [7], по результатам которого составлялась программа наблюдений для системы управления MarkIV Field System [8]. Отметим, что в некоторых случаях интервал прогноза составлял больше одного месяца, а в одном случае мы имели дело с некорректными начальными данными. Эти эксперименты были обработаны на программных коррелляторах RASFX [3, 4] и DiFX [9], результаты этой обработки будут приведены в следующих разделах.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ СЕАНСА RU0852

В наблюдениях участвовали только радиотелескопы РТ-13 Bv, Zv, Sw. Были использованы следующие настройки оборудования: генератор пикосекундных импульсов выключен; регистрировались полосы частот шириной 512 МГц от 2163.9 до 2675.9 МГц в правой и левой круговых поляризациях. Всего было записано 6 сканов по 30 мин.

Последующий анализ спектра принятых радиосигналов позволил установить, что нами использовались некорректные начальные данные о векторе положения КА и его скорости, что позволило наблюдать КА в течение только части запланированного времени. Однако возможности комплекса “Квазар-КВО” позволили не только выделить сигнал наблюденного КА, но и проанализировать

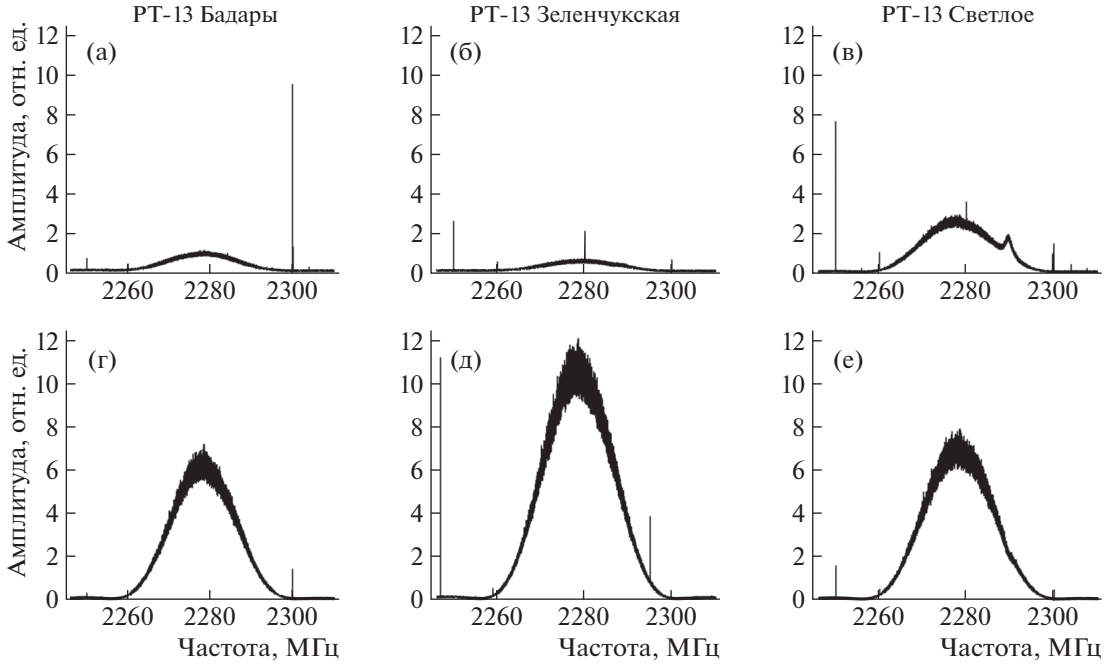


Рис. 6. Автокорреляционные спектры сигналов от станций Bv (**а**, **г**), Zv (**б**, **д**) и Sw (**в**, **е**) в правой и левой круговых поляризациях, соответственно, по данным сеанса RU0859.

структуру его радиосигнала, а затем и получить доплеровские измерения этого КА.

Анализ полученных в сеансе RU0852 автокорреляционных спектров от отдельных радиотелескопов позволил обнаружить характерный линейчатый спектр, состоящий из пяти пиков шириной 260 кГц между крайними пиками и 130 кГц между вторым и четвертым пиками. Установлены следующие частоты для каждого пика: 2254.68, 2254.74, 2254.81, 2254.87, 2254.94 МГц.

На рис. 2 приведен автокорреляционный спектр сигналов в правой круговой поляризации со станций Zv и Bv, вырезана часть спектра с шириной полосы 4 МГц и шагом по частоте 976.5625 Гц (4096 точек на спектре). Длительность интервала усреднения при этом составляла 1 с. Полученный автокорреляционный спектр сильно отличается от ожидаемого спектра, который должен был быть похожим на спектр навигационных спутников ГЛОНАСС.

На рис. 3 приведен автокорреляционный спектр сигналов в правой круговой поляризации со станций Zv и Bv, вырезана часть спектра с шириной полосы 1 МГц и шагом по частоте около 61 Гц (16384 точек на спектре). Длительность интервала усреднения составляла 150 мкс.

Спектры радиосигналов, зарегистрированных двумя станциями, смещены друг относительно друга в результате доплеровского смещения. Регистрация одинаковых структур на инструментах, удаленных друг от друга на 4400 км, позволила допустить, что наблюдается один и тот же космический объект искусственного происхождения. Для подтверждения этого предположения была проведена корреляционная обработка данных, полученных станциями Zv и Bv. Данные о движении КА в виде положений и скоростей в зависимости от времени использовались для расчета априорной модели интерферометрической задержки.

Корреляционная обработка производилась не во всей полосе 512 МГц, а на пяти выделенных участках шириной 32 кГц и с шагом по частоте 1 кГц со спектральными линиями по центру. Время накопления было установлено равным 1 мс. Сначала имеющийся 30-минутный скан был разделен на интервалы длиной 5 с, затем каждый такой интервал был обработан отдельно. Таким образом, на выходе с коррелятора были получены отсчеты взаимных корреляционных спектров: 32 точки по частоте и 5000 точек по времени. Выбранные параметры позволяют получить корреляционные окна по задержке и по скорости изменения задержки (частоте интерференции) – 640 мкс и 443.5 нс/с, соответственно.

В силу того что для наблюдений использовались некорректные эфемериды, модель задержки пришлось корректировать. Для этого в нее вводились квадратичные поправки. Стандартные средства коррекции модели задержки в корреляторе DiFX ограничены возможностью корректировки сдвига и хода часов станций. Это работает с объектами звездного типа, но не подходит для быст-

родвижущихся КА. Для работы с такими объектами было разработано программное обеспечение, которое работает по следующему алгоритму:

• на первой итерации корреляционной обработки находятся поправки часов для каждой станции, обычно с использованием наблюдений яркого радиоисточника; после того как корреляционный отклик выставляется в нулевую задержку в корреляционном окне, происходит переход к работе с сигналом КА;

• в зависимости от величины амплитуды сигнала записанный скан разбивается на небольшие отрезки времени – интервалы, которые обрабатываются по отдельности, с тем чтобы, с одной стороны, обеспечить достаточное отношение сигнал/шум (ОСШ), а с другой – не допустить размывания корреляционного отклика из-за некорректной модели задержки; подобрав такие значения времени накопления коррелятора и длительности интервалов, программа переходит к коррекции модели;

• далее обрабатываются полные данные наблюдений, причем не обязательно делать обработку всех измерений – для скорости можно выбрать всего несколько точек в начале, в середине и в конце; после этого программой постпроцессорной обработки вычисляются значения задержки и скорости изменения задержки для каждого интервала; по этим значениям вычисляются коэффициенты корректирующего полинома, поправки вводятся в задание коррелятора, и процесс повторяется.

На рис. 4 приведены примеры кросскорреляционных откликов для одного из 5-секундных интервалов усреднения. Зависимость кросскорреляционной функции от временной задержки для спектральных компонент на частотах 2254.68, 2254.81 и 2254.94 МГц имеет форму провала (рис. 4а, 4в, 4д соответственно), для компонент на частотах 2254.74 и 2254.87 МГц – форму горба (рис. 4б, 4г соответственно). Программы постпроцессорной обработки, которые мы используем, не позволяют вычислить по таким данным задержку сигнала, но дают возможность получить частоту интерференции.

На рис. 5 приведены графики скорости изменения задержки для центральной линии по 5-секундным интервалам с трендом (рис. 5б) и с удаленным трендом (рис. 5в). Кроме того, на рис. 5а приведено отношение сигнал/шум. Полезный сигнал обнаружен в течение чуть более 20 мин первого скана, затем он пропадает полностью. Пропадание сигнала может быть связано с выходом наблюдаемого КА из диаграммы направленности антенны РТ-13 вследствие неточных целеуказаний. Согласно рис. 5а, 5в, точность измерения частоты интерференции сильно зависит от ОСШ. При значениях ОСШ около 100 и более точность измерения частоты интерференции достигает нескольких пикосекунд в секунду, а при уменьшении ОСШ до 10 составляет несколько десятков пикосекунд в секунду.

Сигнал КА, наблюдаемого в сеансе RU0852, не позволяет измерять с высокой точностью интерферометрическую задержку. Однако измерения частоты интерференции в режиме РСДБ или доплеровское смещение и интегральная фаза, наблюдаемые в режиме одиночного телескопа, дают возможность проводить траекторные измерения КА с достаточной точностью.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ СЕАНСА RU0859

1 декабря 2020 года был проведен 20-минутный тестовый сеанс с участием радиотелескопа РТ-32 Sv в обсерватории Светлое и с тремя радиотелескопами РТ-13 Bv, Zv, Sw. Настройки оборудования радиотелескопов РТ-13 были следующие: генератор пикосекундных импульсов выключен, регистрация полосы частот шириной 512 МГц (от 2163.8 до 2675.8 МГц) в правой и левой круговых поляризациях. Настройки оборудования радиотелескопа РТ-32 были такими: генератор пикосекундных импульсов выключен, регистрация по четыре полосы частот шириной 32 МГц (начало полос: 2251.99, 2267.99, 2283.99, 2299.99 МГц) в правой и левой круговых поляризациях. Всего было записано 2 скана: длительностью 1 мин наблюдений квазаров и 15-минутный

Таблица 3. Измеренные характеристики интерферометрического сигнала по базам для сеанса RU0859 по данным коррелятора DiFX

База	Точность измерения задержки (среднеквадратическое отклонение), пс	Точность измерения скорости изменения задержки (среднеквадратическое отклонение), пс/с
Bv–Sw	26.29	0.60
Bv–Sv	29.60	0.71
Bv–Zv	25.61	0.61
Sv–Sw	26.31	0.39
Sw–Zv	26.01	0.22
Sv–Zv	27.05	0.44

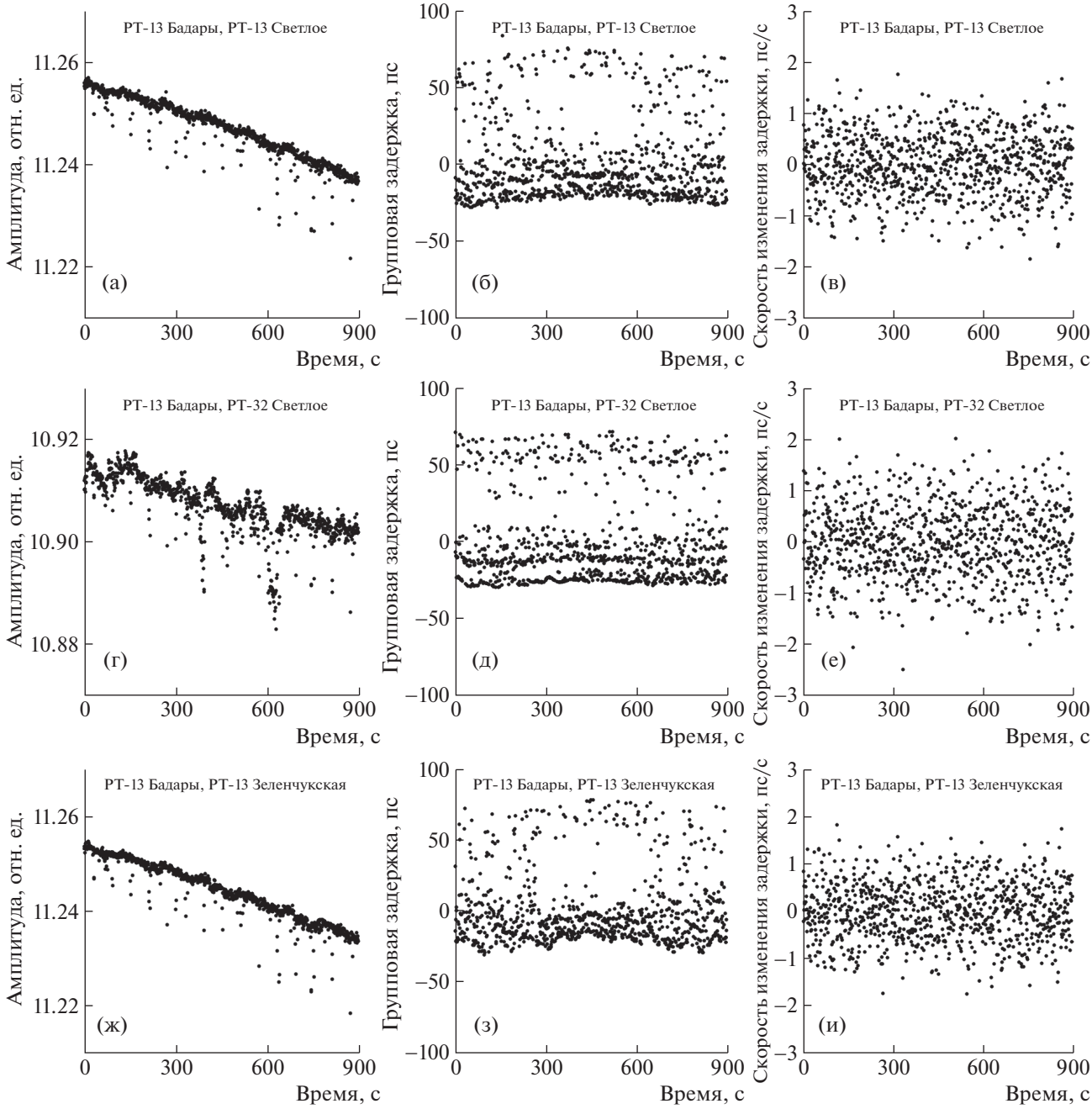


Рис. 7. Обработка секундных интервалов коррелятором DiFX: амплитуда (**а**, **г**, **ж**); остаточная групповая задержка (вычтен тренд 4-й степени) (**б**, **д**, **з**); остаточная скорость изменения задержки (вычтен кубический тренд) (**в**, **е**, **и**), соответственно, для баз Bv–Sw (**а**, **б**, **в**); Bv–Sv (**г**, **д**, **е**); Bv–Zv (**ж**, **з**, **и**).

скан наблюдения КА. Целеуказания были рассчитаны с использованием корректного вектора начального положения и скорости целевого КА. Обработка данных выполнялась корреляторами RASFX и DiFX с целью сравнения полученных результатов.

На рис. 6 приведены автокорреляционные спектры, полученные по наблюдениям радиотелескопов РТ-13, при времени усреднения 430 мкс и шаге по частоте около 488 Гц. Анализ автокорреляционных спектров от отдельных радиотелескопов позволил обнаружить характерный колоколообразный спектр в правой и левой круговых поляризациях с шириной “колокола” 44 МГц.

Коррелятором DiFX проводилась совместная обработка наблюдений радиотелескопов РТ-13 и РТ-32 только для левой круговой поляризации, поскольку амплитуда сигнала в левой круговой по-

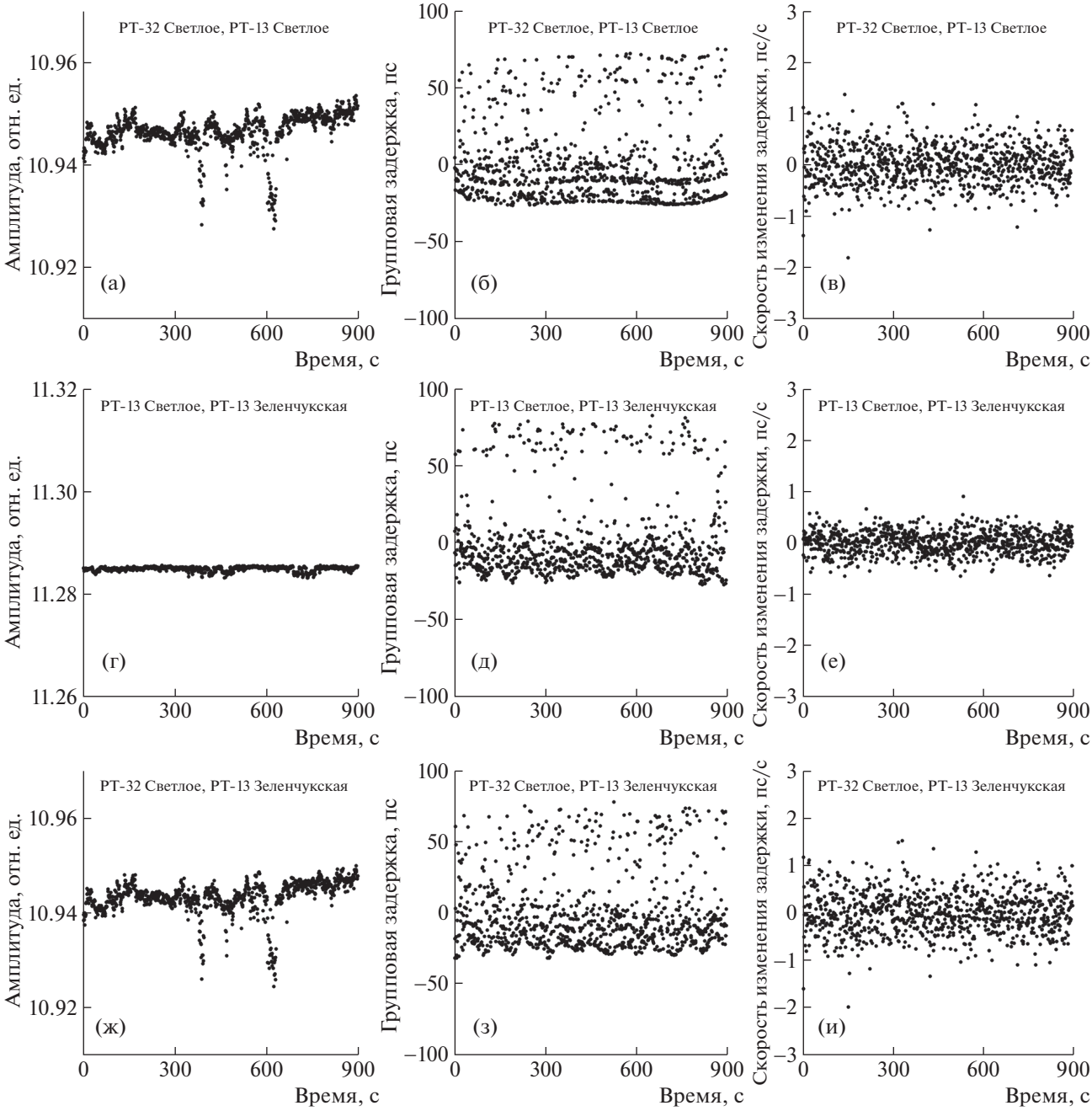


Рис. 8. Обработка секундных интервалов коррелятором DiFX: амплитуда (**а**, **г**, **ж**); остаточная групповая задержка (вычтен тренд 4-й степени) (**б**, **д**, **з**); остаточная скорость изменения задержки (вычтен кубический тренд) (**в**, **е**, **и**), соответственно, для баз Sv–Sw (**а**, **б**, **в**); Sw–Zv (**г**, **д**, **е**); Sv–Zv (**ж**, **з**, **и**).

ляризации выше, чем в правой. Вычислялись отсчеты взаимных корреляционных спектров по центральной части “колокола” шириной 16.384 МГц с периодом накопления 2 мс и спектральным разрешением 2 кГц (8192 отсчета в спектре), что позволяло находить корреляционный отклик в корреляционном окне шириной 500 мкс по задержке и 500 Гц по частоте интерференции (соответственно 0.22 мкс/с по скорости изменения задержки).

Поскольку исходные целеуказания были довольно точными, частота интерференции оказалась небольшой, что позволило объединить периоды накопления в секундные интервалы и на каждом из них вычислить задержку и частоту интерференции. Далее модель интерферометрической задержки была итеративно скорректирована полиномами второй степени.

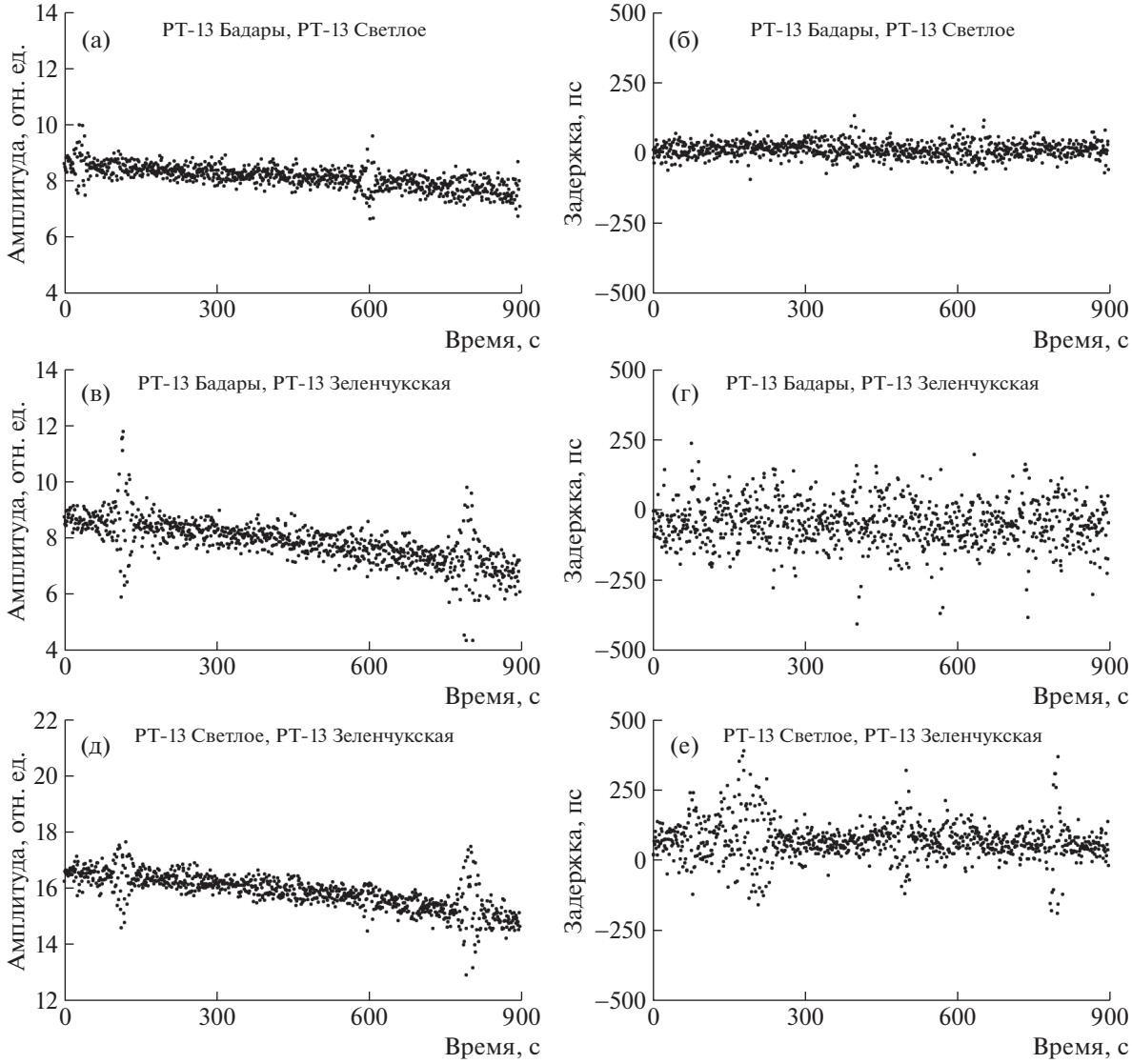


Рис. 9. Амплитуды корреляционных откликов (**а**, **в**, **д**) и невязки задержек (**б**, **г**, **е**), полученные по результатам обработки сессии RU0859 коррелятором RASFX: **а**, **б** – база Sw–Zv; **в**, **г** – база Bv–Zv; **д**, **е** – база Bv–Sw.

После нескольких итераций проведена окончательная обработка с периодом накопления 2 мс и спектральным разрешением 16 кГц (1024 отсчета в спектре), выходные данные усреднялись на секундных интервалах.

На рис. 7, 8 приведены графики амплитуды взаимной корреляционной функции, остаточной интерферометрической задержки и остаточной скорости изменения задержки по секундным интервалам. Сильный полезный сигнал обнаружен

Таблица 4. Измеренные характеристики интерферометрического сигнала по базам для сеанса RU0860 по данным коррелятора DiFX

База	Точность измерения задержки (среднеквадратическое отклонение), пс	Точность измерения скорости изменения задержки (среднеквадратическое отклонение), пс/с
Bv–Sw	27.58	0.64
Bv–Zv	26.51	0.65
Sw–Zv	26.73	0.23

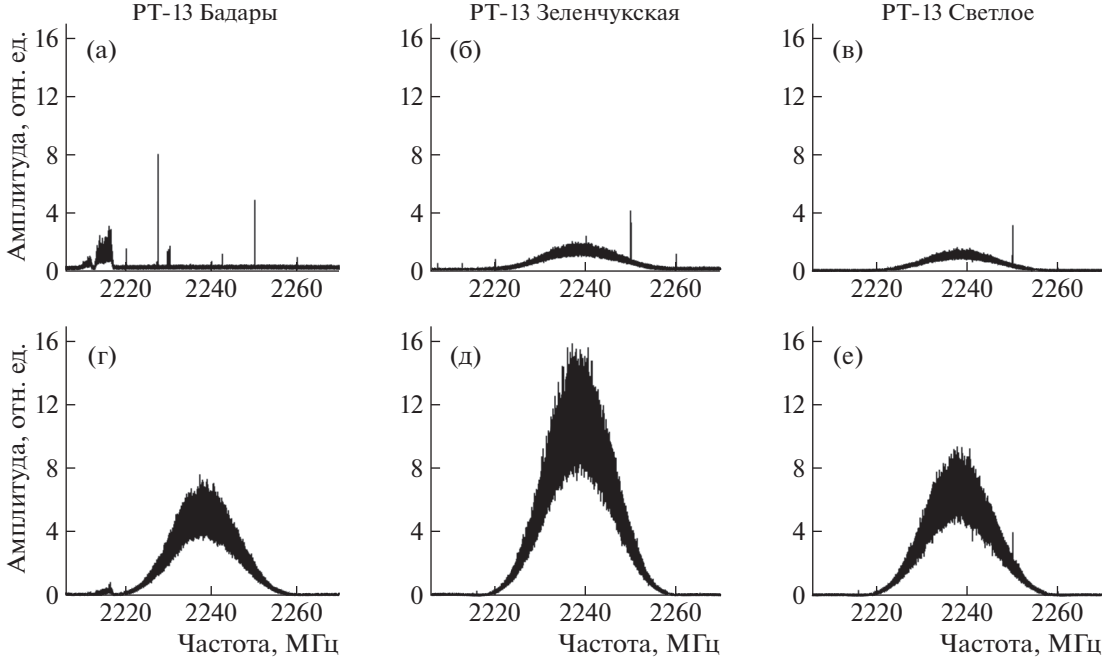


Рис. 10. Автокорреляционные спектры сигналов от станций Bv (**а**, **г**), Zv (**б**, **д**) и Sw (**в**, **е**) в правой и левой круговых поляризациях, соответственно, по данным сеанса RU0860.

на всем протяжении 15-минутного скана. Точности измерения задержки (среднеквадратическое отклонение) и частоты интерференции для каждой базы приведены в табл. 3.

С целью отработки методики и сравнения результатов проводилась также независимая обработка данных наблюдений сеанса RU0859 коррелятором RASFX. Обрабатывалась вся полоса излучения КА, “колокол” шириной 44 МГц. Коррелятором вычислялись взаимные корреляционные спектры с разрешением 31.25 кГц с периодом накопления 40 мс. Полученные коррелятором RASFX авто- и взаимные корреляционные спектры аналогичны спектрам, полученным коррелятором DiFX (см. рис. 6). Далее также шло объединение данных на секундных интервалах, для каждого интервала были получены значения групповой задержки и ОСШ. Дальнейшие итерации проводились только с использованием данных левой поляризации, в которой ОСШ выше.

Затем была проведена вторая итерация обработки данных. По полученным в ходе первой итерации значениям РСДБ-задержек были уточнены исходные эфемеридные данные. Была проведена переработка данных. Для вычисления точности определения задержек полученные невязки были аппроксимированы полиномом второго порядка. Результаты – амплитуды корреляционных откликов и невязки задержек за вычетом аппроксимирующего полинома – представлены на рис. 9.

Точности определения задержек составили 13.2 пс для базы Bv–Sw, 52.7 пс для базы Bv–Zv и 43.2 пс для базы Sw–Zv.

Сигнал КА, наблюдаемого в сеансе RU0859, позволяет измерять с высокой точностью частоту интерференции и интерферометрическую задержку. В режиме одиночного телескопа при наличии генератора кода потенциально возможны измерения псевдодальности, доплеровского смещения и интегральной фазы, что дает возможность проводить траекторные измерения КА с точностью, аналогичной траекторным измерениям навигационных спутников ГЛОНАСС.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ СЕАНСА RU0860

2 декабря 2020 года был проведен 35-минутный тестовый сеанс с участием радиотелескопов РТ-32 Bd, Zc, Sv и РТ-13 Zv, Sw. Настройки оборудования для радиотелескопов РТ-13 были следующие: генератор пикосекундных импульсов выключен, регистрация полосы частот шириной 512 МГц (от 2163.8 до 2675.8 МГц) в правой и левой круговых поляризациях. Настройки оборудования радиотелескопов РТ-32 были такими: генератор пикосекундных импульсов выключен, регистрация по четыре полосы частот шириной 32 МГц (для Sv начало полос 2251.99, 2267.99, 2283.99, 2299.99 МГц; для Bd, Zc – 2257.99, 2273.99, 2289.99, 2305.99 МГц) в правой и левой круговых поляризациях. Записаны 2 скана по од-

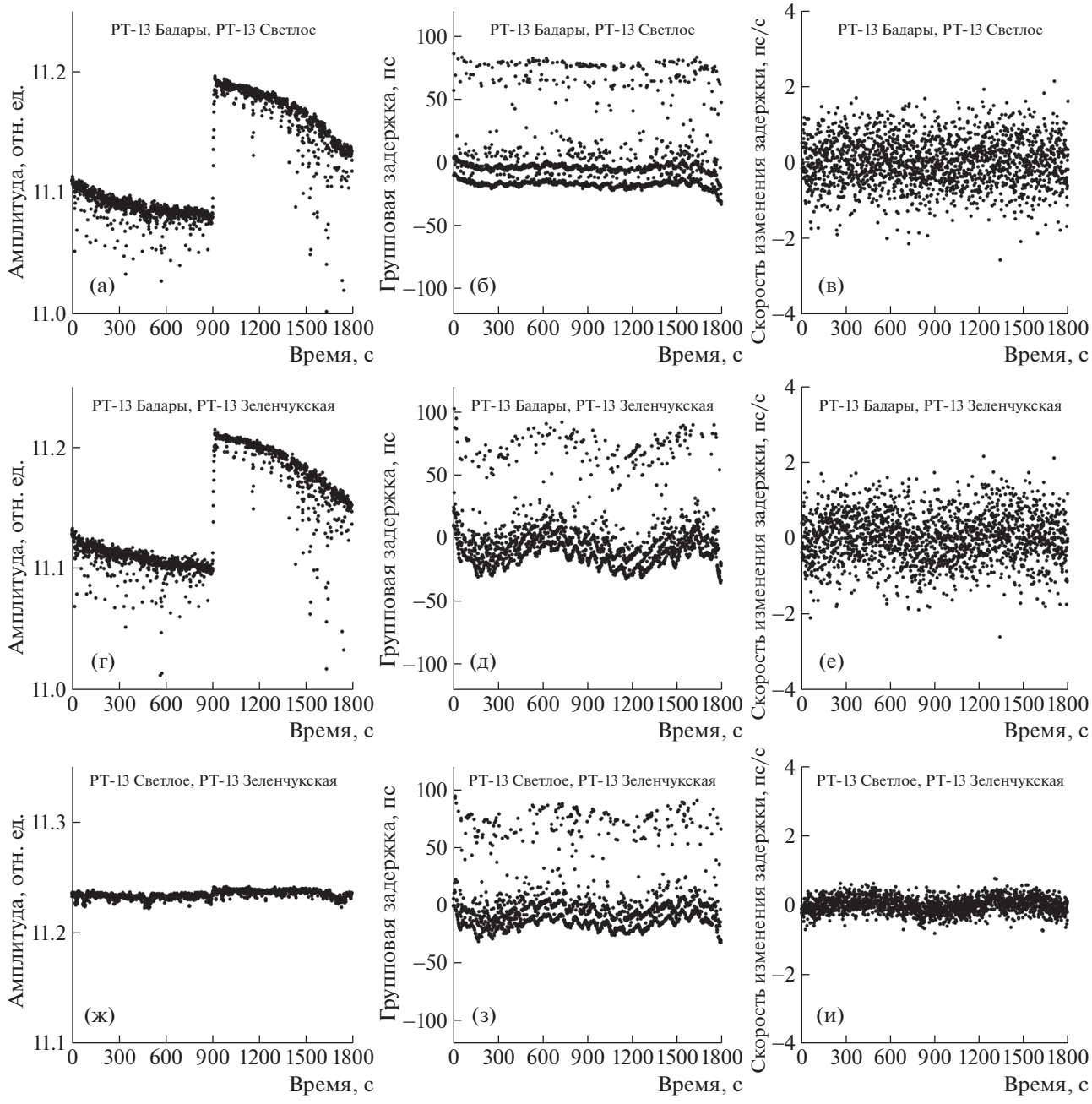


Рис. 11. Обработка секундных интервалов коррелятором DiFX: амплитуда (**а**, **г**, **ж**); остаточная групповая задержка (вычтен тренд 4-й степени) (**б**, **д**, **з**); остаточная скорость изменения задержки (вычтен кубический тренд) (**в**, **е**, **и**), соответственно, для баз Bv–Sw (**а**, **б**, **в**); Bv–Zv (**г**, **д**, **е**); Sw–Zv (**ж**, **з**, **и**).

ной минуте для наблюдений квазаров и 30-минутный скан наблюдений КА.

На рис. 10 приведены автокорреляционные спектры КА, полученные на радиотелескопах РТ-13 при времени усреднения 43 мкс и шаге по частоте 488 Гц. Анализ автокорреляционных спектров радиотелескопов позволил обнаружить характерный колоколообразный спектр в правой и левой поляризациях.

Обработка данных сеанса RU0860 на корреляторе DiFX проводилась аналогично обработке сеанса RU0859. Поскольку амплитуда сигнала в левой круговой поляризации выше, чем в правой, а ширина полосы РТ-13 позволяет провести обработку колоколообразного сигнала КА целиком, дальнейшая работа осуществлялась с данными РТ-13 левой круговой поляризации. Вычислялись отсчеты взаимных корреляционных спектров по центральной части “колокола” шириной 40.96 МГц

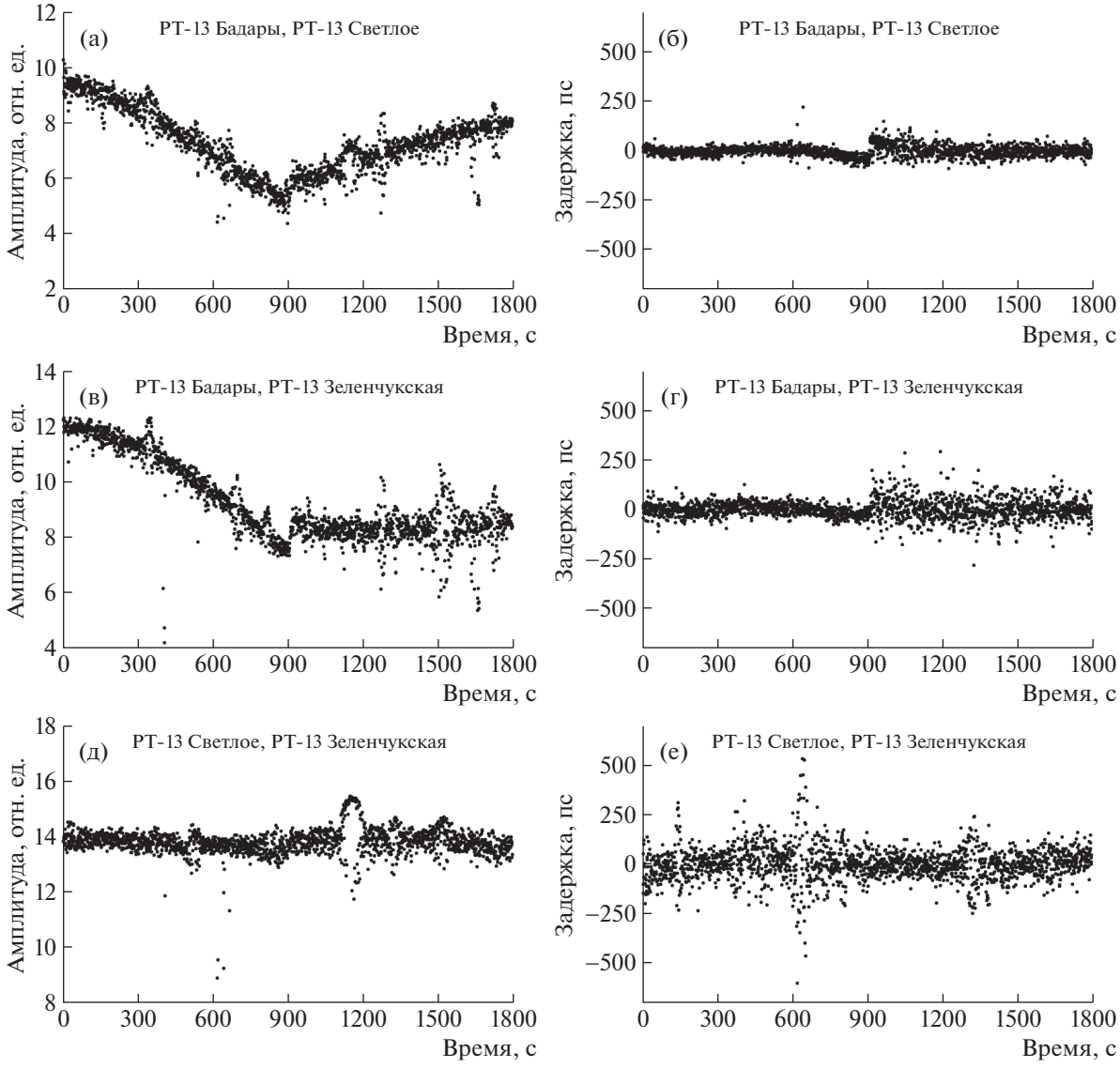


Рис. 12. Амплитуды корреляционных откликов (**а**, **в**, **д**) и невязки задержек сессии (**б**, **г**, **е**), полученные по результатам обработки сессии RU0860 коррелятором RASFX: **а**, **б** – база Sw–Zv; **в**, **г** – база Bv–Zv; **д**, **е** – база Bv–Sw.

с периодом накопления 2 мс и спектральным разрешением 20 кГц (2048 отсчетов в спектре), на выходе коррелятора данные усреднялись на односекундных интервалах времени. В процессе корреляционной обработки модель интерферометрической задержки была итеративно скорректирована полиномами второй степени. После нескольких итераций проведена окончательная обработка. На рис. 11 приведены графики амплитуды, остаточной интерферометрической задержки и остаточной скорости изменения задержки по секундным интервалам. Сильный полезный сигнал обнаружен на всем протяжении 30-минутного скана. Точности измерения задержки (среднеквадратическое отклонение) и частоты интерференции для каждой базы приведены в табл. 4.

Аналогично сеансу RU0859, данные сеанса RU0860 были обработаны коррелятором RASFX с определением задержки на секундных интервалах. Амплитуды корреляционных откликов и невязки задержек, полученные по результатам обработки сессии наблюдений RU0860 коррелятором RASFX, представлены на рис. 12.

Точности определения задержек составили 20.4 пс для базы Bv-Sw, 34.9 пс для базы Bv-Zv, 58.6 пс для базы Sw-Zv.

МНОГОЧАСОВОЙ СЕАНС RU0861

15 декабря 2020 года был проведен первый многочасовой сеанс наблюдений КА для отработки следующих методик: поиска наиболее близких

к целевому КА квазаров; квазиодновременных наблюдений КА и квазаров; компенсации атмосферных задержек и ошибок часов станций РСДБ-комплекса “Квазар-КВО” в полученных РСДБ-измерениях. Наблюдения целевого КА 40-минутными отрезками времени чередовались с наблюдениями внегалактических источников по стандартной геодезической программе в течение 20 мин. Данные по внегалактическим источникам были обработаны на коррелляторе и находятся в процессе анализа, ведется подготовка к обработке данных КА.

В настоящее время обработка и анализ данных сессии RU0861 продолжаются.

ВЫВОДЫ И ПЛАНЫ

Показаны потенциальные возможности РСДБ-комплекса “Квазар-КВО” для оперативных траекторных измерений КА с различными типами излучаемых радиосигналов. Продемонстрированы возможности корреляторов ИПА РАН для анализа и обработки наблюдений КА. Оценены точности РСДБ-измерений для КА, излучающих сигналы с различными типами модуляции, спектры которых аналогичны спектрам сигналов навигационных ИСЗ GPS, ГЛОНАСС или представляют собой линейчатый набор монохромных сигналов.

Начата работа по компенсации атмосферных задержек и ошибок часов станций с использованием квазиодновременных наблюдений квазаров. С этой целью проведен сеанс RU0861 и будут проводиться многочасовые сеансы наблюдений целевого КА.

В дальнейшем планируется обработка полученных из наблюдений данных с целью уточнения орбиты целевого КА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mikhailov N.V., Vasil’ev M.V.* // Gyroscopy and Navig. 2011. V. 2. P. 1. https://doi.org/10.1134/S2075108711010068
2. *Shuygina N., Ivanov D., Ipatov A., Gayazov I., Marshalov D., Melnikov A., Kurdubov S., Vasilyev M., Ilyin G., Skurikhina E., Surkis I., Mardyshkin V., Mikhailov A., Salnikov A., Vytnov A., Rakhimov I., Dyakov A., Olifirov V.* // Geodesy and Geodynamics. 2019. V. 10. Is. 2. P. 150. https://doi.org/10.1016/j.geog.2018.09.008
3. *Surkis I., Ken V., Kurdubova Y., Melnikov A., Mishin V., Mishina N., Shantyr V., Zhuravov D., Zimovsky V.* IAA Correlator Center Biennial Report 2015+2016. International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2015+2016 Biennial Report. NASA/TP-2017-219021 / Eds. K.D. Baver, D. Behrend, and K.L. Armstrong. 2017. P. 1635.
4. *Суркис И.Ф., Зимовский В.Ф., Кен В.О., Курдубова Я.Л., Мишин В.Ю., Мишина Н.А., Шантырь В.А.* // ПТЭ. 2018. № 6. С. 8. https://doi.org/10.1134/S0032816218060150
5. *Ильин Г.Н., Быков В.Ю., Стэмпковский В.Г., Шишкин А.М., Ипатов В.В., Миллер Е.А.* // Труды ИПА РАН. 2015. Вып. 33. С. 52.
6. *Васильев М.В., Зимовский В.Ф., Ильин Г.Н., Маршалов Д.А., Мельников А.Е., Мишина Н.А., Мишин В.Ю., Михайлов А.Г., Суркис И.Ф., Шантырь В.А.* // Труды ИПА РАН. 2015. Вып. 35. С. 68.
7. *Krasinsky G.A., Vasilyev M.V.* Universal Programming System ERA for High Precision Applications of Dynamic and Ephemeris Astronomy, in Dynamics and astrometry of natural and artificial celestial bodies. IAU Coll. 165 / Eds. I.M. Wytrzyszczak, J.H. Lieske, and R.A Feldman. Dordrecht: Kluwer, 1997. P. 239.
8. *Himwich E., Vandenberg N., Gonzalez R., Holmstrom C.* New developments in the NASA field system. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Symposium on New Technologies in VLBI (Gyeongju, South Korea, Nov. 5–8, 2002) 306: San Francisco, California, 2003. P. 193–198.
9. *Deller A.T., Brisken W.F., Phillips C.J., Morgan J., Alef W., Cappallo R., Middelberg E., Romney J., Rottmann H., Tingay S.J., Wayth R.* // PASP. 2011. V. 123. P. 275. https://doi.org/10.1086/658907

EDN: DXJTWZ
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 125–129

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 533.9.07

ИЗМЕРЕНИЕ ОКИСЛИТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ НЕТЕРМАЛЬНОЙ АРГОНОВОЙ СВЧ-ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ФЕРРОСУЛЬФАТНОГО ДОЗИМЕТРА

© 2022 г. В. А. Харламов[a], И. В. Полякова[a], С. А. Горбатов[a,*], И. М. Меджидов[a], Д. И. Петрухина[a], Д. В. Басырова[a], Н. В. Глущенко[a], И. А. Иванов[a], В. Н. Тихонов[a], А. В. Тихонов[a]

[a] *Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии Россия, 249032, Обнинск Калужской обл., Киевское шоссе, 109-й км*

**e-mail: gorbatovsa004@gmail.com*

Поступила в редакцию 17.03.2022 г.
После доработки 25.04.2022 г.
Принята к публикации 12.06.2022 г.

Рассмотрены окислительные эффекты нетермальной аргоновой плазмы атмосферного давления, представляющей собой вырабатываемый под действием СВЧ ионизированный газ. Изучена применимость ферросульфатного дозиметра (дозиметра Фрикке) для измерения окислительных свойств нетермальной плазмы. Показано, что под воздействием нетермальной плазмы в пробе ферросульфатного дозиметра образуются окислители, определяемые по переходу железа из двухвалентного в трехвалентное (пик поглощения при длине волны 304 нм). Это позволяет сделать вывод, что ферросульфатный дозиметр может применяться для количественной оценки окислительного потенциала нетермальной плазмы.

DOI: 10.31857/S0032816222060064

ВВЕДЕНИЕ

Нетермальная аргоновая СВЧ-плазма представляет собой вырабатываемый под действием СВЧ ионизированный газ. Нетермальность означает, что температура тяжелой компоненты (ионы, нейтральные частицы) такой плазмы, как правило, не превышает нескольких сотен градусов Цельсия, а иногда близка и к комнатной температуре [1–3]. В данной работе рассматриваются окислительные эффекты атмосферной нетермальной плазмы (АНТП).

Одним из преимуществ плазменной обработки является то, что глубина плазменного воздействия не превышает несколько микрометров, поэтому не изменяет объемные свойства материала [1, 4]. Применение нетермальной плазмы в различных технологических процессах находится в стадии первоначального бурного развития, и перспективы здесь открываются весьма обширные [3, 5, 6].

Сочетание низкой газовой температуры с высокой химической активностью делает плазму перспективным инструментом для обработки жидкостей и модификации нетермостойких химических материалов [7–9], а также для воздействия на биообъекты в основном с целью бактерицидной обработки [4, 6, 10, 11]. В процессе генерирования плазмы образуются химически активные частицы, вызывающие окислительные повреждения мембран и ДНК микроорганизмов [12–14]. При этом плазменная обработка не обладает выраженным повреждающим действием на ткани растений и животных [4, 15, 16].

Актуальным представляется количественное описание окислительных процессов, происходящих при плазменной обработке. Экспериментальные результаты, полученные разными авторами на одних и тех же объектах, часто различаются в зависимости от используемого типа разряда и от применяемой установки для генерирования плазмы. Чаще всего используемые в работах плазмы сравнить невозможно, поскольку в статьях не приводятся ни характеристики плазмы, ни даже тип разряда, с помощью которого она получена, указано только время обработки продукта. Также часто в исследованиях используется собственная, обычно экспериментальная (существующая в единственном экземпляре) установка-плазматрон [16]. Знания времени обработки и расстояния от источника плазмы недостаточно для определения эффективности установки, потому что источники и параметры плазмы различаются у разных исследовательских групп [17, 18].

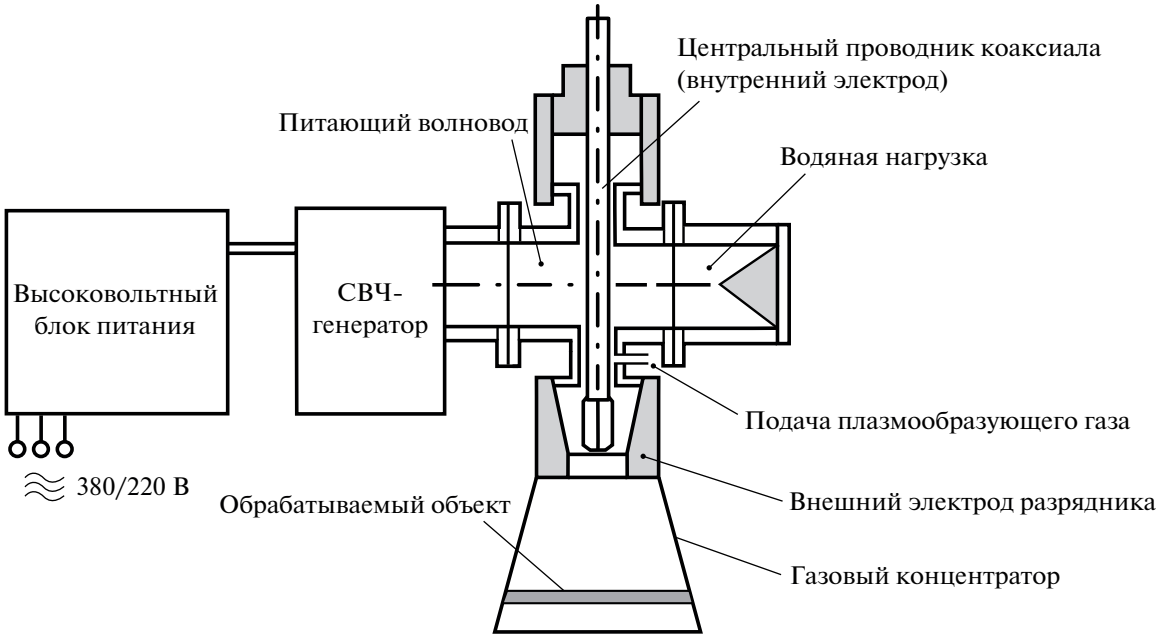


Рис. 1. Источник аргоновой нетермальной СВЧ-плазмы атмосферного давления, ВНИИРАЭ (г. Обнинск).

Цель данной работы – изучить применимость ферросульфатного дозиметра (дозиметра Фрикке) для измерения окислительных свойств нетермальной плазмы.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА

Источник АНТП

Источник нетермальной плазмы атмосферного давления разработан в ФГБНУ ВНИИРАЭ (Обнинск), его схема приведена на рис. 1.

Основу представляемого аппаратурного комплекса составляет малобюджетный магнетронный СВЧ-генератор диапазона 2.45 ГГц. Разработанные схемотехнические и инженерные решения позволяют получать до 3 кВт непрерывной СВЧ-мощности от магнетронов для бытовых микроволновых печей с номинальной мощностью 1 кВт. Использована конструкция восьмигранного наконечника разрядника [19, 20].

Для снижения температуры потока и сохранения концентрации ионизации/активации на внешнюю сторону разрядника плазменного источника устанавливается газовый концентратор, выполненный из листа (толщина 0.4 мм) нержавеющей стали AISI 304. Концентратор представляет собой тонкостенную кольцевую расширительную камеру в виде усеченного конуса, при этом площадь кольцевого сечения входа в расширительную камеру больше площади выходного сечения сопла при соотношении примерно 1:2. Диаметры оснований конуса 60 и 110 мм, высота 170 мм (см. рис. 1).

Определение окислительных свойств АНТП

Метод основан на использовании процессов окисления ионов металлов переменной валентности Fe(II)/Fe(III).

В качестве объекта использовали ферросульфатный дозиметр (дозиметр Фрикке) [21]: водный раствор соли Мора 0.392 г/л (0.001 М), в который добавляли 26.8 мл/л концентрированной серной кислоты (0.4 М) и 0.06 г/л NaCl. Аликвоту объемом 30 мл наливали в полистероловые чашки Петри диаметром 85 мм и высотой 13 мм, высота столба жидкости составляла 5 мм. Обработку пробы нетермальной плазмой проводили при размещении источника на расстоянии 160 мм от поверхности жидкости в течение от 1 до 10 мин с шагом 1 мин. Расход плазмообразующего газа аргона составлял 4.5 л/мин. Пробу ферросульфатного дозиметра обрабатывали нетермальной плазмой с помощью конусовидного концентратора (рис. 2а) и без концентратора (рис. 2б) для сравнения. Температура газа на выходе из концентратора была около 25°С и за время эксперимента не превышала 40°С.

После обработки пробу переливали в полипропиленовые контейнеры емкостью 50 мл и герметично закрывали крышкой. Концентрацию Fe^{3+} определяли в тот же день после обработки, измеряя оптическую плотность при длине волны 304 нм спектрофотометром СФ-2000 (ЗАО “ОКБ СПЕКТР”, Санкт-Петербург, Россия) относительно необработанного плазмой раствора. Измерения повторяли не менее трех раз.

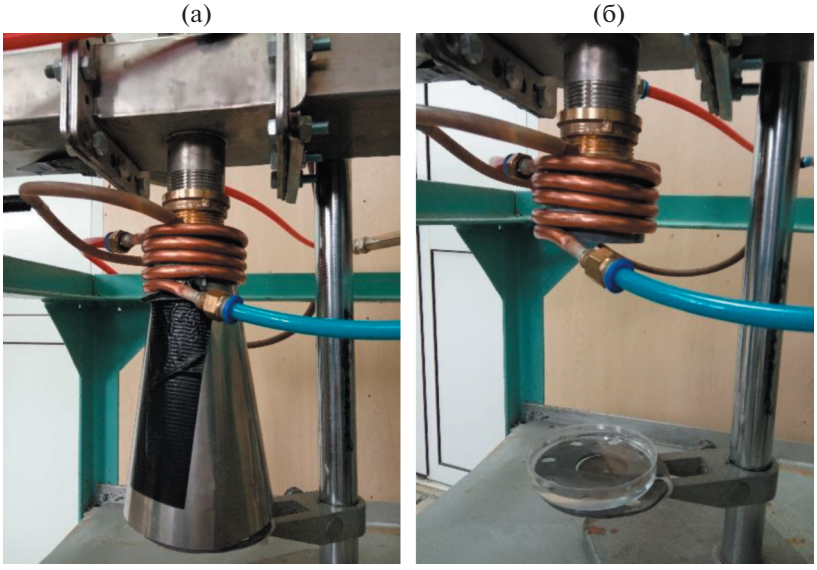


Рис. 2. Обработка нетермальной плазмой пробы ферросульфатного дозиметра: **а** – с использованием концентратора, **б** – без концентратора.

Полученные результаты измерений обрабатывали в программе Microsoft Excel 2019.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектры АНТП

Были получены спектры аргоновой СВЧ-плазмы на спектрометре AvaSpec-2048. Спектр генерируемой плазмы затем был сопоставлен со спектром аргона (Ar) по литературным данным из открытого источника [22].

Согласно рис. 3, световое излучение плазмы полностью соответствует спектру излучения атомарного аргона при отсутствии значимых количеств других примесей газов. Это соответствует литературным данным, указывающим на низкую степень ионизации неравновесной плазмы [1, 2].

Окислительные свойства АНТП

Для изучения окислительных эффектов нетермальной плазмы обрабатывали в качестве модели пробу ферросульфатного дозиметра [21]. Метод основан на окислении иона Fe^{2+} под действием плазмы и последующем измерении концентрации образовавшихся в растворе ионов Fe^{3+}.

Результаты эксперимента по определению концентрации ионов Fe^{3+} представлены на рис. 4.

Установлено, что в пробах ферросульфатного дозиметра, обработанных излучением нетермальной плазмы, возрастает концентрация окислителей, определяемая по изменению концентрации ионов Fe^{3+}. При этом облучение образца с помощью конусовидного концентратора повышало концентрацию окислителей в 7 раз (см. рис. 4): $4.64 \cdot 10^{-5}$ Fe^{3+} моль/л – с использованием конусовидного концентратора и $6.76 \cdot 10^{-6}$ Fe^{3+} моль/л – без концентратора – в течение 600 с обработки.

ОБСУЖДЕНИЕ

Продукты, образующиеся под действием излучения плазмы, обнаружены химическими и спектрофотометрическими методами в водных растворах органических и неорганических соединений, а также непосредственно в воде [23–25]. Эти активные частицы вызывают химические превращения (окислительные эффекты).

Любые эффекты взаимодействия нетермальной плазмы с обрабатываемой поверхностью формируются под действием потоков на эту поверхность активных частиц плазмы. Чтобы делать прогнозы относительно результатов воздействия плазмы на самые разные термочувствительные материалы, в том числе биологические ткани, а также подбирать приемлемые условия проведения этих процессов, необходимо измерять количественно это воздействие [8].

Так, для измерения окислительных свойств нетермальной плазмы может быть использован ферросульфатный дозиметр. Под воздействием нетермальной плазмы в пробе ферросульфатного дозиметра образуются окислители, определяемые по переходу железа из двухвалентного в трехвалентное (пик поглощения при длине волны 304 нм), что позволяет применять его для количественной оценки окислительного потенциала нетермальной плазмы.

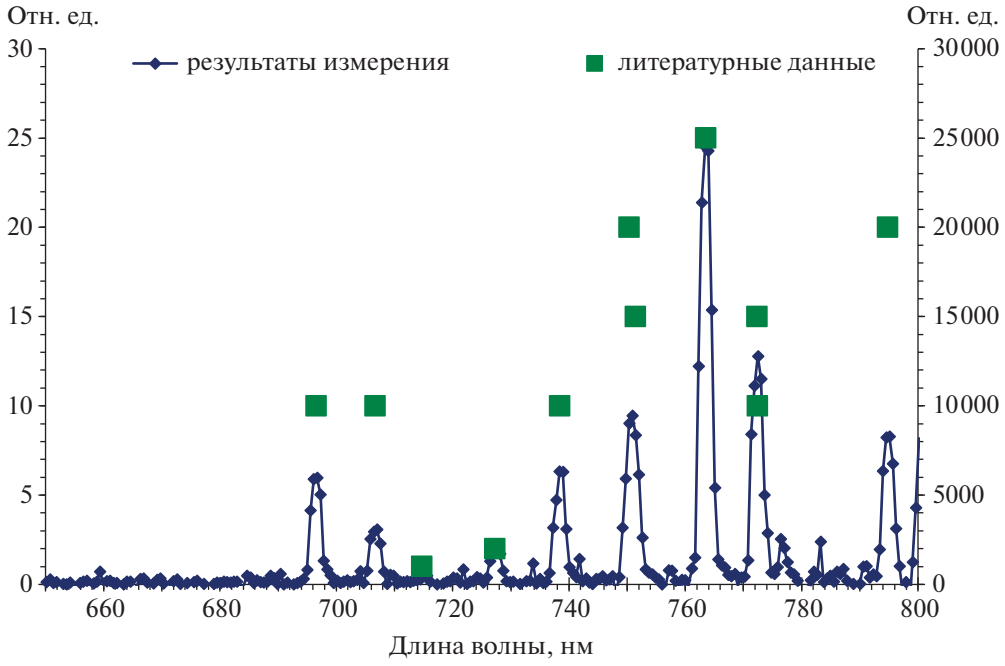


Рис. 3. Интенсивность излучения аргоновой СВЧ-плазмы в сравнении с излучением Ar из литературных данных [22]: левая вертикальная ось соответствует экспериментальным данным, правая ось – литературным данным.

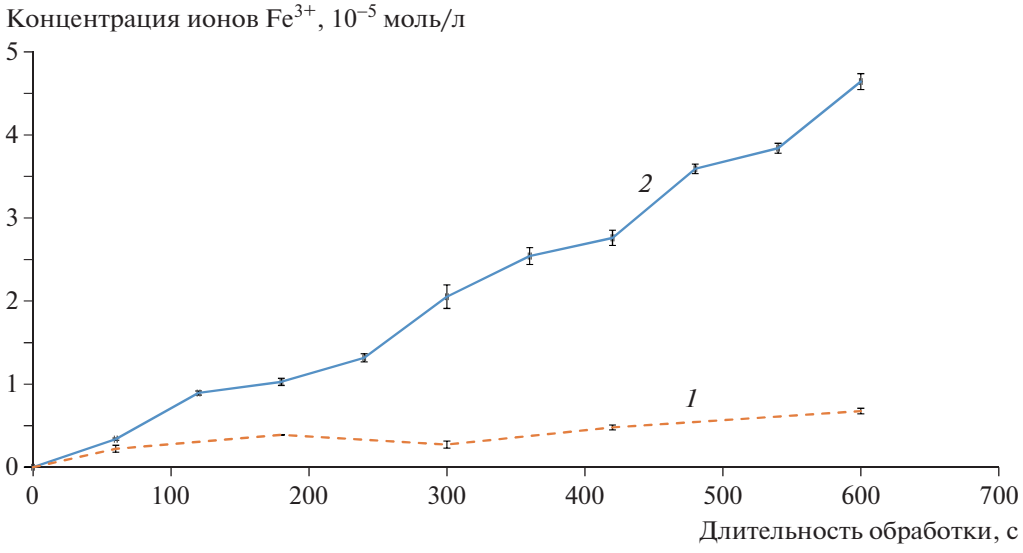


Рис. 4. Концентрация трехвалентного железа, образовавшегося в результате окисления двухвалентного железа, в пробе (ферросульфатный дозиметр), обработанной нетермальной плазмой: *1* – без использования конусовидного концентратора, *2* – с конусовидным концентратором.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Low Temperature Plasmas: Fundamentals, Technologies, and Techniques / Ed. by *R. Hippler* Berlin, Germany, Weinheim: Wiley-VCH, 2008.
2. *Roth J.R.* Industrial Plasma Engineering. Volume 1: Principles. UK, Bristol Institute of Physics Publishing, 1995.
3. *Акишев Ю.С.* // Известия высших учебных заведений. Химия и химическая технология. 2019. Т. 62. № 8. С. 26. https://doi.org/10.6060/ivkkt.20196208.5908
4. *Fridman G.* // Plasma Processes and Polymers. 2008. V. 5. № 6. P. 503. https://doi.org/10.1002/ppap.200700154

5. Non-equilibrium air plasmas at atmospheric pressure / Ed. by *K.H. Becker, U. Kogelschatz, K.H. Schoenbach, R.J. Barker*. Institute of Physics Publishing, 2005.
6. *Scholtz V., Pazlarova J., Souskova H., Khun J., Julak J.* // Biotechnology Advances. 2015. V. 33. № 6. Part 2. P. 1108. https://doi.org/10.1016/j.biotechadv.2015.01.002
7. *Шуаибов А.К., Чучман М.П., Месарош Л.В.* // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. Вып. 6. С. 60.
8. *Ефремов А.М., Светцов В.И., Рыбкин В.В.* Вакуумно-плазменные процессы и технологии. Учебное пособие. Иваново: ГОУВПО Иван. гос. хим.-технол. ун-т, 2006.
9. *Ключарев А.Н., Мишаков В.Г., Тимофеев Н.А.* Введение в физику низкотемпературной плазмы. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2008.
10. *Niemira B.A.* // Annual Review of Food Science and Technology. 2012. V. 3. № 1. P. 125. https://doi.org/10.1146/annurev-food-022811-101132
11. *Гомбоева С.В., Бадмаева И.И., Балданов Б.Б., Ранжуров Ц.В., Николаев Э.О.* // Техника и технология пищевых производств. 2017. Т. 46. № 3. С. 129.
12. *Архипова Е.В., Иванова И.П.* // Современные технологии в медицине. 2017. Т. 9. № 3. С. 55.
13. *Трофимова С.В., Иванова И.П., Бугрова М.Л.* // Медицинский альманах. 2013. Т. 27. № 3. С. 87.
14. *Иванова И.П., Трофимова С.В., Аристова Н.А., Архипова Е.В., Бурхина О.Е., Сысоева В.А., Пискарев И.М.* // Современные технологии в медицине. 2012. № 2. С. 20.
15. *Ito M., Oh J.S., Ohta T., Shiratani M., Hori M.* // Plasma Processes and Polymers. 2017. V. 15. P. 1700073. https://doi.org/10.1002/ppap.201700073
16. Cold plasma in food and agriculture: fundamentals and applications / Ed. by N.N. Misra, O. Schluter, P.J. Cullen. Academic Press is an imprint of Elsevier, 2016.
17. *Петрухина Д.И., Карпенко Е.И., Шишко В.И., Помясова М.Г.* // АгроЭкоИнфо: Электронный научно-производственный журнал. 2019. № 4. С. 38.
18. *Fridman A., Lin A., Miller V., Bekeschus S., Wende K., Weltmann K.D.* // Plasma Med. 2018. V. 8. P. 195. https://doi.org/10.1615/PlasmaMed.2018026881
19. *Tikhonov V., Gorbatov S., Ivanov I., Tikhonov A.* // 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). Tomsk, Russia. 2020. P. 596. https://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9242089
20. *Ivanov I.A., Tikhonov V.N., Tikhonov A.V.* // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1393. № 1. P. 012042. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012042
21. *Fricke H., Morse S.* // American Journal of Roentgenology, Radium Therapy, and Nuclear Medicine. 1927. V. 18. P. 430.
22. *Kazakov V.V., Kazakov V.G., Kovalev V.S., Meshkov O.I., Yatsenko A.S.* // Physica Scripta. 2017. V. 92. Issue 10. P. 105002. https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa822e
23. *Пискарев И.М., Астафьева К.А., Иванова И.П.* // Современные технологии в медицине. 2018. Т. 10. № 2. С. 90. https://doi.org/10.17691/stm2018.10.2.10
24. *Фитасова К.А., Иванова И.П., Пискарев И.М.* // Тез. докл. 72-й Всероссийской с международным участием школы-конференции молодых ученых “Биосистемы: организация, поведение, управление”. (Нижний Новгород, 23–26 апреля 2019 г.) Н. Новгород: Университет Лобачевского, 2019. С. 231.
25. *Иванова И.П., Пискарев И.М.* // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2019. № 3. С. 1930401-1.

EDN: LAYQNT
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 130–134

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 629.7.052

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-МОДУЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2022 г. В. Л. Гулько[a], А. А. Мещеряков[a,*]

[a] *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 40
**e-mail:msch@rts.tusur.ru*

Поступила в редакцию 08.04.2022 г.
После доработки 03.05.2022 г.
Принята к публикации 04.05.2022 г.

Для формирования радиолокационного изображения земной поверхности реализуется поляризационно-модуляционный метод, основанный на использовании зондирующих сигналов с линейной вращающейся плоскостью поляризации. Описан макет экспериментальной установки, реализующий этот метод. Приведены результаты экспериментальных исследований радиолокационных изображений земной поверхности, полученных с борта летательного аппарата АН-26 бортовой радиолокационной станции (РЛС) “Гроза-26”. Радиолокационные изображения получены в штатном режиме работы РЛС, с фиксированной вертикальной поляризацией излучения, и в режиме излучения, когда плоскость поляризации линейная и вращается с заданной частотой. Отмечается повышенный радиолокационный контраст протяженных объектов типа автомобильных и железных дорог на радиолокационном изображении земной поверхности при использовании поляризационно-модулированных зондирующих сигналов. Установлена связь характеристик принятых поляризационно-модулированных сигналов с поляризационными параметрами радиолокационных объектов, позволяющая обосновать полученные экспериментальные результаты.

DOI: 10.31857/S0032816222050172

ВВЕДЕНИЕ

Качество радиолокационных изображений (РЛИ) земной поверхности существенно влияет на эффективность практического решения задач обнаружения и селекции объектов различных классов на фоне мешающих отражений от земной поверхности. Информативность РЛИ может быть повышена за счет использования поляризационной обработки зондирующих сигналов. При этом необходимо учитывать как поляризационные характеристики рассеяния земной поверхности, так и поляризационные характеристики самих объектов. Эти характеристики полностью описываются матрицей рассеяния (МР), и правильный выбор методов и средств их измерения имеет первостепенное значение для решения задач обнаружения и селекции объектов на РЛИ.

Наиболее физически наглядной и удобной является МР объектов, представленная в рамках двухвибраторной модели с ортогональными вибраторами в виде [1–3]:

$$[S] = \lambda_1 \begin{bmatrix} \cos^2\alpha & \sin\alpha\cos\alpha \\ \sin\alpha\cos\alpha & \sin^2\alpha \end{bmatrix} + \lambda_2 e^{j\Delta\varphi} \begin{bmatrix} \sin^2\alpha & -\sin\alpha\cos\alpha \\ -\sin\alpha\cos\alpha & \cos^2\alpha \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Из формулы (1) следует практический вывод, что любой симметричный объект может быть представлен суммой двух ортогональных вибраторов. Модули собственных чисел МР (1) λ_1 и λ_2 имеют смысл эффективных длин вибраторов, а их квадраты – эффективных площадей рассеяния объектов. Разность аргументов собственных чисел МР $\Delta\varphi$ равна фазовой длине пути между вибраторами. Ориентация собственной системы координат МР α совпадает с ориентацией вибраторов для вырожденной цели. В более общем случае параметр α определяется конфигурацией объекта, его ориентацией в пространстве и электрофизическими характеристиками. МР (1) может быть представлена и в другом виде, с помощью тригонометрических функций удвоенного аргумента.

Если электрические свойства объекта таковы, что он не вносит дополнительного фазового

сдвига $\Delta\varphi$ между ортогональными составляющими падающей волны, т.е. $\Delta\varphi = 0$, то МР (1) будет иметь следующий вид [2]:

$$[S] = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}\left\{\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix} + \mu\begin{bmatrix}\cos 2\alpha & \sin 2\alpha\\ \sin 2\alpha & -\cos 2\alpha\end{bmatrix}\right\}, \quad (2)$$

где $\mu = \dfrac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$ – коэффициент анизотропии объекта.

Выражение (2) есть декомпозиция МР в виде взвешенной суммы МР поляризационно-изотропного трехгранного и анизотропного двугранного уголковых отражателей. Степень или коэффициент анизотропии μ есть весовой коэффициент данной декомпозиции, характеризующий анизотропную часть объекта. Таким образом, МР (1) может быть представлена в параметрической форме двумя поляризационными параметрами μ и α.

В работах [4–7] показано, что наиболее пригодными с точки зрения простоты технической реализации и полноты измерений для исследования поляризационных характеристик рассеяния объектов земной поверхности являются методы, основанные на использовании поляризационно-модулированных сигналов.

В настоящей работе предложен метод формирования РЛИ земной поверхности, основанный на использовании поляризационно-модулированных по углу ориентации плоскости поляризации зондирующих сигналов, и приведены натурные экспериментальные результаты его применения.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Метод основан на использовании векторов и матриц Джонса [1–3] для описания взаимодействия поляризационно-модулированных по углу ориентации плоскости поляризации зондирующих сигналов с радиолокационными объектами с МР в виде выражения (2). Вектор Джонса сигнала на входе приемника радиолокационной станции (РЛС) может быть записан как результат преобразования

$$\mathbf{E}_{\text{вх}}(\theta) = C[\Pi][R(-\theta)][S][R(\theta)]\mathbf{E}, \quad (3)$$

где $\mathbf{E} = \begin{bmatrix}0\\ 1\end{bmatrix}$ – вектор Джонса вертикально поляризованного сигнала, генерируемого передатчиком; $[R(\theta)] = \begin{bmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix}$ – матрица Джонса вращателя плоскости поляризации излученного сигнала на угол $\theta = \Omega t$ (Ω – частота вращения, t – время); [S] – МР объекта, имеющая вид (2); $[R(-\theta)] = \begin{bmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix}$ – матрица Джонса вращателя плоскости поляризации принятого сигнала на угол $-\theta$; $\Pi = \begin{bmatrix}0 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix}$ – матрица Джонса линейного поляризатора (переход с волновода круглого сечения на волновод прямоугольного сечения) с вертикальной собственной поляризацией; C – постоянная, учитывающая потенциал РЛС и расстояние от нее до объекта.

Проделав в формуле (3) необходимые преобразования, получим

$$\mathbf{E}_{\text{вх}}(\theta) = C\left(\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}\right)\begin{bmatrix}0\\ 1 + \mu\cos(2\theta + 2\alpha)\end{bmatrix}. \quad (4)$$

Сигнал непосредственно на входе приемника с учетом равенства $\theta = \Omega t$ будет иметь вид

$$E_{\text{вх}}(\Omega t) = C\left(\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}\right)[1 + \mu\cos(2\Omega t + 2\alpha)]. \quad (5)$$

Амплитуда сигнала A, дБ, на выходе приемника, имеющего логарифмическую амплитудную характеристику и линейный детектор, будет равна

$$A(\Omega t) = 20\lg\left\{C\frac{(\lambda_1 + \lambda_2)}{2}\right\} + 20\lg\{1 + \mu\cos(2\Omega t + 2\alpha)\}. \quad (6)$$

Из формулы (6) следует, что сигнал на выходе логарифмического приемника будет промодулирован по амплитуде удвоенной частотой вращения 2Ω плоскости поляризации. Глубина амплитудной модуляции сигнала определяется коэффициентом анизотропии μ, а фаза сигнала – ориентацией собственной системы координат объекта α. Амплитудная модуляция сигнала на выходе приемника достигает 100%-ной глубины, когда объект поляризационно анизотропен и его коэффициент анизотропии μ максимален и равен 1. Минимальная глубина амплитудной модуляции достигается, когда объект поляризационно изотропен и его коэффициент анизотропии $\mu = 0$.

Подавая продетектированный поляризационно-модулированный сигнал (6) на вход индикатора секторного обзора, получим РЛИ (без учета модуляции пачки импульсов диаграммой направленности антенны РЛС). Яркость свечения объектов на РЛИ будет пропорциональна среднему уровню отраженных от радиолокационных объектов сигналов за несколько периодов поляризационной модуляции.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ПОЛЯРИЗАЦИОННО-МОДУЛЯЦИОННОГО МЕТОДА ФОРМИРОВАНИЯ РЛИ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Для проведения экспериментальных исследований был разработан макет РЛС на базе бортового метеонавигационного радиолокатора “Гроза-26”. Макет работал как в штатном режиме, с

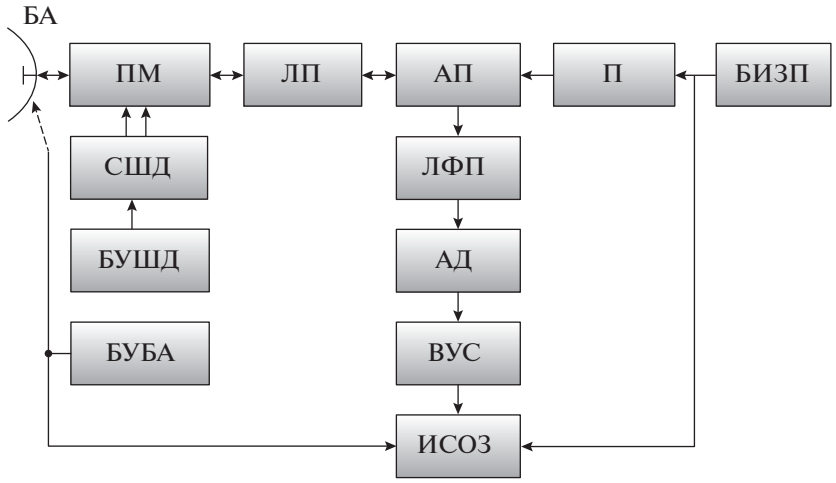


Рис. 1. Функциональная схема макета поляризационно-модуляционной РЛС. БА – бортовая приемопередающая антенна; ПМ – поляризационный модулятор; ЛП – линейный поляризатор; АП – антенный переключатель; П – передатчик; БИЗП – блок импульсов запуска передатчика; СШД – синхронный шаговый двигатель; БУШД – блок управления шаговым двигателем; ЛФП – логарифмический приемник; АД – амплитудный детектор; ВУС – видеоусилитель сигналов; БУБА – блок управления бортовой антенной БА; ИСОЗ – индикатор секторного обзора земной поверхности.

фиксированной вертикальной поляризацией излучения, так и в режиме, когда поляризация излучаемых сигналов была линейной и вращалась с заданной частотой Ω.

Для согласования поляризации зондирующих и принимаемых сигналов частота вращения плоскости поляризации Ω удовлетворяла условию

$$\Omega \ll 2\pi F_n, \tag{7}$$

где F_n – частота повторения излучаемых импульсов.

Выбор частоты вращения Ω плоскости поляризации основывался на анализе экспериментальных оценок спектра флуктуаций амплитуды сигнала, отраженного морской [4] и земной поверхностями различных типов [5] при фиксированной вертикальной поляризации излучения. Верхние частоты спектра флуктуаций амплитуды сигнала находились в интервале от 100 до 170 Гц, что соответствовало интервалам временной корреляции меньше 0.01 с. Выбранный период поляризационной модуляции, соответствующий частоте поляризационной модуляции, равной 20 Гц, в несколько раз превышал интервал временной корреляции амплитудных флуктуаций принимаемого сигнала.

Функциональная схема макета представлена на рис. 1.

Макет РЛС имел следующие технические характеристики: длина волны – 3.2 см; ширина диаграммы направленности по уровню 3 дБ – 3.5°, мощность излучения в импульсе – 9 кВт; чувствительность приемника – 120 дБ/Вт; длительность зондирующих импульсов – 3.5 мкс; частота повторения импульсов – 400 Гц; частота вращения Ω линейной плоскости поляризации сигналов – 20 Гц.

Для реализации предложенного метода был доработан штатный облучатель бортовой приемопередающей антенны БА РЛС “Гроза-26” путем установки в него поляризационного модулятора ПМ. Последний включал в себя вращающуюся секцию круглого волновода с полуволновой фазовой пластиной, которая вращала плоскость поляризации излучаемых сигналов.

Поляризационно-модуляционная РЛС работала следующим образом.

Блок импульсов запуска передатчика БИЗП с частотой 400 Гц запускал передатчик П, генерирующий исходные радиоимпульсы с вертикальной поляризацией. Радиосигнал через антенный переключатель АП поступал на линейный поляризатор ЛП с вертикальной собственной поляризацией. ЛП представлял собой переход с волновода с прямоугольным сечением к волноводу с круглым сечением. Далее через ПМ сигнал поступал в бортовую приемо-передающую антенну БА. Поляризационный модулятор ПМ вращал с частотой Ω плоскость поляризации излучаемых сигналов за счет механического вращения с частотой

$$\Omega' = \frac{\Omega}{2} \tag{8}$$

круглой волноводной секции с вмонтированной в нее полуволновой фазовой пластиной. Вращение волноводной секции осуществлялось синхронным шаговым двигателем СШД, механически связанным с помощью шестеренной передачи 1:1

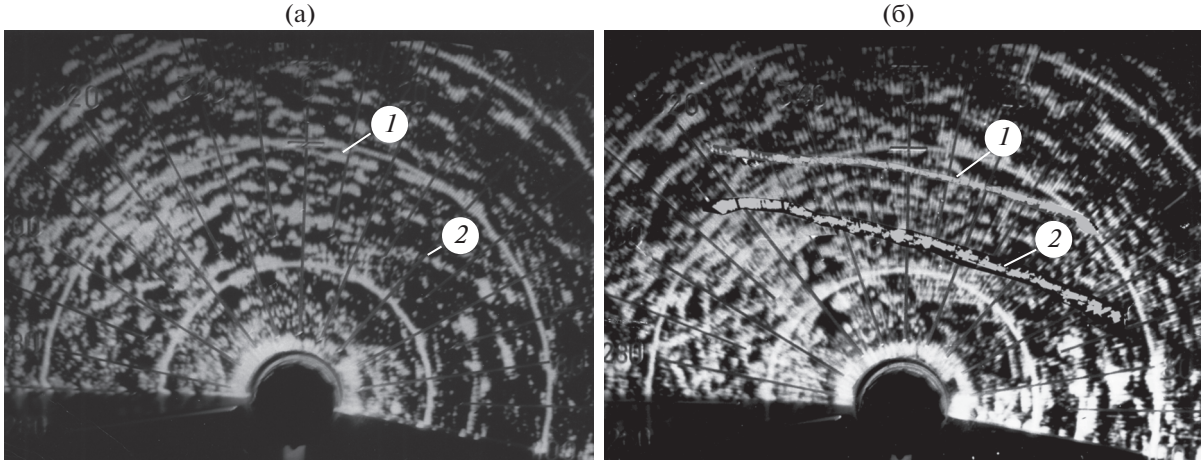


Рис. 2. Радиолокационное изображение одного и того же участка земной поверхности с расположенными на ней автомобильной (*1*) и железной (*2*) дорогами: **а** – в штатном режиме работы РЛС; **б** – в режиме поляризационной модуляции.

с волноводной секцией. Управление СШД осуществлялось по сигналам с блока управления шаговым двигателем БУШД, который задавал механическую частоту вращения волноводной секции $\Omega' = 10$ Гц.

Принятый на борту летательного аппарата амплитудно-модулированный сигнал проходил через ПМ, ЛП, АП и поступал на вход логарифмического приемника ЛФП, при этом сигнал имел вид (5).

Выходной сигнал ЛФП поступал на вход амплитудного детектора АД, на выходе которого сигнал, с учетом равенства (8), имел следующий вид:

$$A(\Omega' t)[\text{дБ}] = 20\lg\left\{C\frac{(\lambda_1 + \lambda_2)}{2}\right\} + \\ + 20\lg\{1 + \mu\cos(4\Omega' t + 2\alpha)\}. \quad (9)$$

Амплитуда сигнала (9) становится промодулированной учетверенной частотой вращения фазовой пластины $4\Omega'$. С выхода АД сигнал, имеющий вид (9), через видеоусилитель ВУС поступал на сигнальный вход индикатора секторного обзора земной поверхности ИСОЗ и модулировал яркость его луча. Выходные сигналы из блока импульсов запуска передатчика БИЗП синхронизировали начала развертки по дальности. Выходные сигналы из блока управления бортовой антенной БУБА согласовывали угловое положение БА с угловым положением луча ИСОЗ. В результате на экране индикатора секторного обзора ИСОЗ формировалось РЛИ, яркость свечения которого была пропорциональна среднему уровню отраженных от земной поверхности сигналов за несколько периодов поляризационной модуляции.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты эксперимента представлены на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведены два РЛИ одного и того же участка земной поверхности с расположенными на ней автомобильной (позиция *1*) и железной (позиция *2*) дорогами. Метки дальности на изображении сформированы через 10 км. На рис. 2а РЛИ получено в штатном режиме работы РЛС. Полученные в этом режиме изображения автомобильной и железной дорог на РЛИ обозначаются фрагментами, что затрудняет их обнаружение и распознавание.

На рис. 2б РЛИ получено в режиме поляризационной модуляции при вращении плоскости поляризации излучаемого сигнала. Радиолокационный контраст автомобильной и железной дорог на РЛИ уже достаточен для их выделения на фоне мешающих отражений от местности.

Аналогичные результаты приведены на рис. 3. На рис. 3а также наблюдается фрагментарный характер изображения автомобильной дороги (позиция *1*), а на рис 3б – достаточное для распознавания изображение этой же дороги (позиция *1*) при работе РЛС в режиме поляризационной модуляции сигнала.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные исследования метода формирования радиолокационного изображения земной поверхности с выделением протяженных объектов типа автомобильных и железных дорог на РЛИ могут быть обоснованы следующими предположениями.

1. В качестве первого приближения можно считать, что протяженный объект является поляризационно анизотропным и его коэффициент анизотропии $\mu \neq 0$. При этом ориентация собственной системы координат α отдельных участков протяженного объекта различна и может не

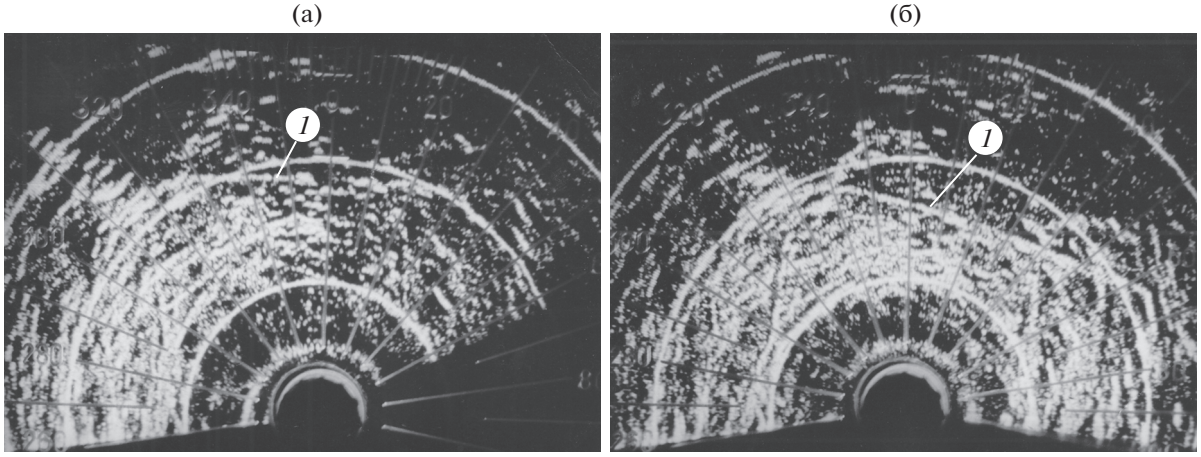


Рис. 3. Радиолокационное изображение одного и того же участка земной поверхности с расположенной на ней автомобильной дорогой (*1*): **а** – в штатном режиме работы РЛС; **б** – в режиме поляризационной модуляции.

совпадать с углом ориентации плоскости поляризации излучаемых сигналов.

2. Максимальный уровень отраженного сигнала в штатном режиме работы РЛС при фиксированной поляризации излучения будет в том случае, когда ориентации собственной системы координат α отдельных участков (фрагментов) протяженного объекта близки к ориентации плоскости поляризации излучаемого сигнала. Однако могут быть и такие отдельные участки местности, для которых ориентация α ортогональна плоскости поляризации излучаемого сигнала. Тогда уровень отраженных от них сигналов будет ниже порога обнаружения. В этом случае изображения протяженного объекта на РЛИ будет иметь фрагментарный характер.

3. В режиме поляризационной модуляции сигнала уровень отраженного сигнала от различных участков протяженного объекта с учетом яркостного накопления не зависит от их ориентации α. Поэтому все участки протяженного объекта будут давать в среднем одинаковый уровень отраженного сигнала за несколько периодов поляризационной модуляции. Тогда протяженный объект на РЛИ будет изображен с большей достоверностью, позволяющей его идентифицировать.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложен и опробован поляризационно-модулированный метод формирования РЛИ земной поверхности, основанный на использовании поляризационно-модулированных по углу ориентации плоскости поляризации зондирующих сигналов.

2. Теоретически исследована и экспериментально подтверждена связь характеристик принятых поляризационно-модулированных по амплитуде сигналов с поляризационными параметрами μ и α объектов наблюдений для исследуемого поляризационного модулятора в виде вращающейся полуволновой фазовой пластины.

3. Анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что использование простейшего способа поляризационной модуляции, основанного на вращении плоскости поляризации излучаемых сигналов, позволяет выделять протяженные объекты на РЛИ на фоне мешающих отражений от земной поверхности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект № FEWM-2020-0039 от 01.03.2020.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А.* Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Сов. радио, 1966.
2. *Татаринов В.Н., Татаринов С.В., Лигтхарт Л.П.* Введение в современную теорию поляризации радиолокационных сигналов. Томск: Изд-во Томского университета, 2006.
3. *Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А.* Поляризация радиоволн. Кн.2: Радиолокационная поляриметрия. М.: Радиотехника, 2007.
4. *Бадулин Н.Н., Гулько В.Л.* // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1991. № 4. С. 26.
5. *Гулько В.Л., Мещеряков А.А.* // Труды XXVI Всероссийской открытой научной конференции “Распространение радиоволн”. Казань, 2019. Т. 2. С. 267.
6. *Бадулин Н.Н., Гулько В.Л., Масалов Е.В.* // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1991. № 11. С. 65.
7. *Бадулин Н.Н., Гулько В.Л.* // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1988. № 4. С. 74.

EDN: YCWBGS
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 135–136

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621.383.9

АВТОНОМНАЯ СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В РЕЖИМЕ СЧЕТА ФОТОНОВ

© 2022 г. Н. Г. Зайцев, А. И. Надеев

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.
После доработки 16.06.2022 г.
Принята к публикации 18.06.2022 г.

DOI: 10.31857/S003281622206009X

Система регистрации PHCOUT_4E предназначена для приема сигнала в режиме счета фотонов в составе лидаров различного назначения и иных приложений, связанных с многоканальной регистрацией потока импульсов. В настоящее время можно приобрести подобные устройства для использования их в составе лидаров [1]. Как правило, предлагаемые устройства малопригодны для комплектации мобильных лидаров, работают только совместно с компьютерами и не предназначены для удаленной автономной работы.

Разработанная система регистрации основана на архитектуре клиент–сервер. Аппаратная часть счетчика фотонов базируется на бюджетной отладочной плате EBAZ4205, смонтированной в корпусе с необходимыми разъемами. Каналы считывания счетных и стартовых сигналов, генерация разверток по времени поступления отсчетов сигналов реализованы в проекте счетчика фотонов, подготовленного в среде разработки Xilinx Vivado. Имеется возможность работы данного устройства в режиме счета совпадений счетных импульсов для произвольной комбинации каналов. На рис. 1 представлена блок-схема экспериментальной установки, состоящей из четырех фотоприемных модулей фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) H12386 SERIES [2], счетчика PHCOUT_4E, роутера для подключения к сети. Потоки TTL-импульсов с выходов ФЭУ поступают в подсистему формирования результатов накопления с распределением импульсов по стробам дальности. Основной модуль системы регистрации выполнен с использованием бюджетной платы EBAZ4205 на основе программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) XILINX Zynq с двумя ядрами процессоров ARM CORTEX-A9 [3]. Функции предварительной и окончательной обработки данных разделены между процессорами в составе Xilinx Zynq и программой, установленной на удаленном от экспериментальной установки компьютере.

Система счета PHCOUT_4E содержит 8 независимых каналов, 4 счетных канала, 4 канала фиксации переполнений. Быстрые счетчики всех четырех каналов для входных TTL- или LVDS-сигналов могут работать на частотах до 200 МГц (TTL) и 600 МГц (LVDS). Кварцевый внутренний генератор обеспечивает формирование стробов, в которых суммируются счетные импульсы. Длительность стробов может варьироваться от 10 нс до 1 мс с задержкой относительно внешнего запуска от 10 нс до 1 мс. Синхронизация с внешними событиями осуществляется по выбору через два независимых входа сигналом TTL-уровня либо световым импульсом по оптоволокну. Сигналы TTL-уровня в четырех каналах переполнения регистрируются аналогично сигналам на основных счетных входах.

PHCOUT_4E работает как веб-сервер, доступ к которому можно получить с любого подключенного к Интернету компьютера или смартфона, введя IP-адрес в веб-браузере. PHCOUT_4E можно подключить к сети либо с помощью сетевого кабеля, либо через Wi-Fi. Система поставляется с предустановленной ОС Linux, блоком питания, разъемами SMA. На поставляемой с прибором карте SD имеется все необходимое программное обеспечение, однако не вызовет никаких затруднений и загрузка с собственной карты. Частота периодов счета определяется внешней синхронизацией и задает временной интервал сбора данных. Длительность одного периода равна установленной длительности строба, умноженной на число стробов. Минимальное время между последовательными периодами определяется скоростью передачи данных из оперативной памяти счетчика в SD-карту. Последующий период блокируется, пока не обслужен предшествующий стартовый период. Все зарегистрированные данные счета сохраняются в бинарном формате на SD-карте как для отдельного сканирования, так и для суммы определенного числа сканов. Данные

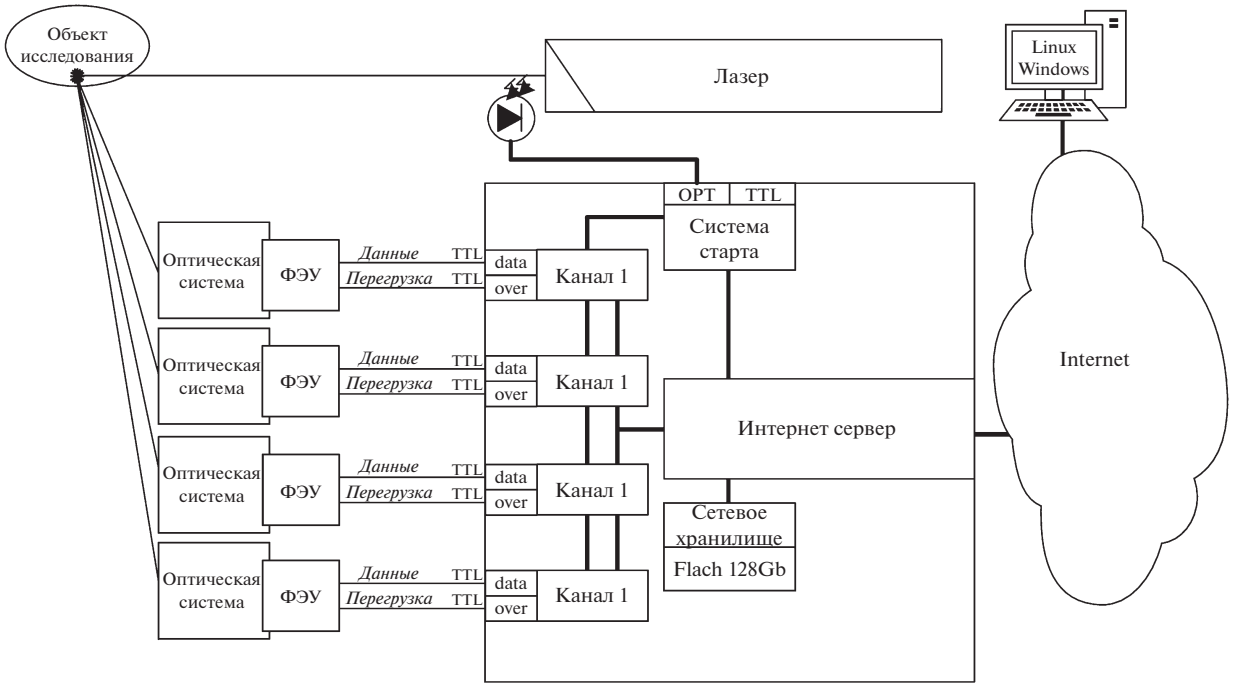


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. OPT – оптический вход.

доступны по Ethernet как во время сбора данных, так и после завершения эксперимента.

Основные технические характеристики. Уровень счетных импульсов TTL (дополнительно LVDS); число каналов – 4; скорость счета – 200 МГц (600 МГц для LVDS) на канал; входной импеданс – 50 Ом; память на канал – 16 Кбайт; память для сбора данных – карта sd 128 Гбайт; пространственное разрешение (устанавливаемое) – от 1.5 до 150 м; синхронизация – TTL-сигнал с частотой до 10 кГц либо оптический канал; интерфейс связи с персональным компьютером – Ethernet; габариты – 137 × 120 × 40 мм; питание – 12 В, 2 А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gated photon counter SR400. Stanford Research Systems. www.thinksrs.com
2. Photon counting heads H12386 SERIES. www.hamamatsu.com
3. https://github.com/xjtuecho/EBAZ4205/wiki/Home

Адрес для справок: Россия, 634055, Томск, пл. Академика Зуева, 1, Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, e-mail: zaicevng@iao.ru.

EDN: QDTSEF
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 137–139

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 536.581.3

ПРОСТАЯ ГЕРМЕТИЧНАЯ КАМЕРА С КОНТРОЛИРУЕМОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

© 2022 г. А. А. Галиуллин, С. Г. Мартанов, М. Л. Скориков, Е. В. Колобкова, М. С. Кузнецова, А. Ю. Кунцевич

Поступила в редакцию 09.05.2022 г.
После доработки 15.06.2022 г.
Принята к публикации 16.06.2022 г.

DOI: 10.31857/S0032816222060052

В оптических исследованиях образец зачастую должен находиться в условиях, отличных от стандартных, например: при повышенной или пониженной температурах, в вакууме, в атмосфере инертного или агрессивного газа. Для создания подобных условий необходима камера с прозрач-

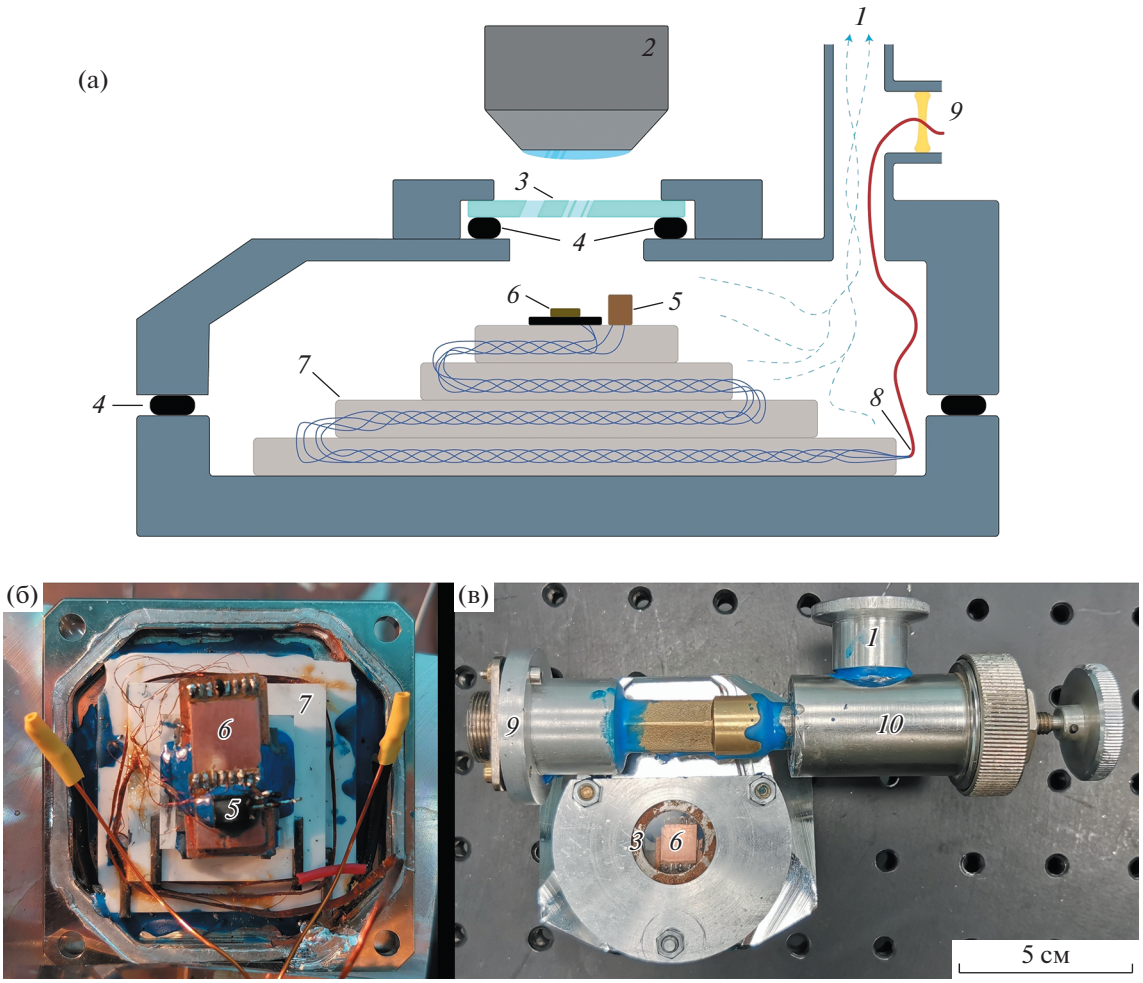


Рис. 1. а – схематичное изображение криостата, **б** – фотография криостата в разобранном виде, **в** – фотография собранного криостата. *1* – к насосу; *2* – объектив микроскопа; *3* – стекло; *4* – резиновое уплотнение; *5* – термометр; *6* – образец; *7* – элементы Пельтье; *8* – провода; *9* – герметичный разъем для проводов; *10* – сильфонный вакуумный вентиль.

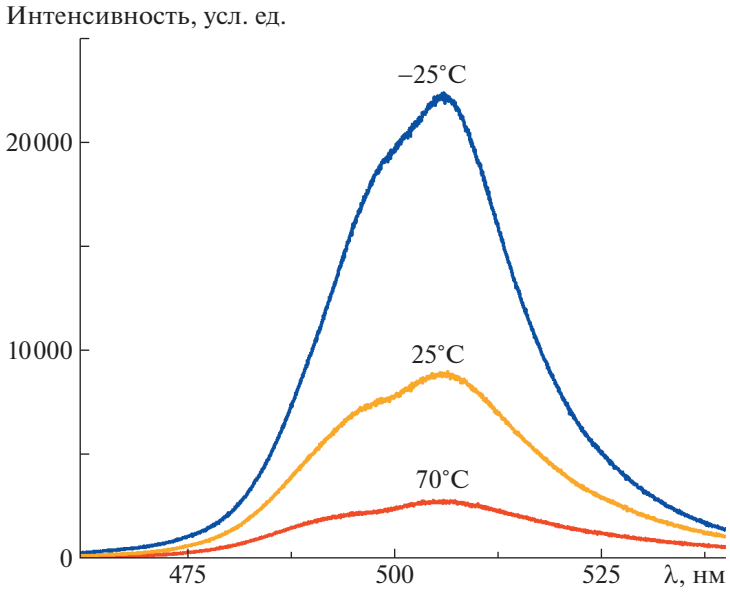


Рис. 2. Спектры люминесценции нанокристаллов перовскитов $CsPb(Cl, Br)_3$ в стеклянной матрице при различных температурах (цифры у кривых). Длина волны возбуждающего излучения 457 нм.

ным окном, помещаемым под объектив микроскопа с большим рабочим отрезком. Зачастую такая камера представляет собой оптический криостат для микроскопии, дорогостоящий и не всегда достаточно компактный [1].

В настоящей работе мы представляем камеру, собираемую из недорогих, коммерчески доступных компонент с привлечением небольшого количества механических работ. Преимуществами данной конструкции по сравнению с коммерчески доступными криостатами для микроскопии являются компактность, простота и дешевизна изготовления, быстрый доступ к образцу, а также возможность получения температур выше комнатной. Недостаток конструкции – не очень низкая температура.

Основа камеры – металлический радиатор водяного охлаждения компьютерного процессора RYZEN 3600 производства фирмы bykski, из внутренней части которого удалена фрезеровкой рифленая часть теплообменника (рис. 1). На дно камеры помещена пирамидальная 4-ступенчатая готовая сборка элементов Пельтье, на вершине которой расположена медная платформа с местом для крепления образца (~1.5 $см^2$), к которой прикреплен термометр сопротивления. В крышке радиатора, притягиваемой к нижней части винтами через вакуумное уплотнение, проделано смотровое отверстие. Смотровое окно уплотнено по витоновому кольцу по краю смотрового отверстия. На крышке компьютерного радиатора до механической обработки имелось два отверстия с резьбой 1/4" для циркуляции теплоносителя. Одно из этих отверстий расточено под смотровое окно, а на второе установлен тройник для электропроводки и вентиля откачки-наполнения газом, снабженного фланцем KF16. Электропроводка через герморазъем позволяет управлять элементом Пельтье, измерять температуру и дает пользователю доступ к 15-ти контактным площадкам, расположенным у образца, для оптоэлектронных исследований. Все неразборные вакуумные соединения выполнены склейкой при помощи эпоксидной смолы Stycast 2850.

Для смены образца достаточно снять смотровое окно, диаметр которого 25 мм. Смена образца без расклейки электрических контактов на него занимает ≤2 мин. Диапазон доступных температур составляет от –30 до 90°C. Масса камеры 1 кг. Камера изготовлена из немагнитных материалов (медь и латунь), что потенциально дает возможность проводить исследования в магнитном поле. Помещение камеры на еще один радиатор (например, водяной) позволит понизить минимальную температуру еще на 10°–15°.

На рис. 2 представлены спектры фотолюминесценции нанокристаллов перовскитов $CsPb(Cl, Br)_3$ [2], полученные при помощи установки для спектральных измерений с пространственным разрешением аналогично работе [3] при различных температурах.

Собранная камера предназначена в первую очередь для оптических исследований двумерных материалов. В воздушной среде под воздействием лазерного излучения с характерной мощностью ~1 мВт/$мкм^2$ эти материалы окисляются. Камера в вакуумированном состоянии позволит избежать

данного процесса и, следовательно, может быть использована для спектроскопии неупругих процессов (комбинационного рассеяния и люминесценции). В сочетании с самодельным микроскопом [4] камеру можно использовать для лазерного паттернирования двумерных материалов подобно работе [5]. Еще одно планируемое применение камеры – исследование долинного эффекта Холла в двумерных полупроводниках аналогично работе [6]. Следует отметить большой потенциал использования прибора – от физики до биологии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом РНФ 18-72-10073-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. https://andor.oxinst.com/products/optical-cryostats-for-microscopy
2. *Kolobkova E.V., Kuznetsova M.S., Nikonorov N.V.* // Journal of Non-Crystalline Solids. 2021. V. 563. P. 120811. https://doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2021.120811
3. *Akmaev M.A., Kochiev M.V., Duleba A.I., Pugachev M.V., Kuntsevich A.Yu., Belykh V.V.* // JETP Lett. 2020. V. 112. № 10. P. 607. https://doi.org/10.1134/S0021364020220063
4. *Кунцевич А.Ю.* // ПТЭ 2021. V. 5. P. 156. https://doi.org/10.31857/S0032816221050074
5. *Katsuragawa N., Nishizawa M., Nakamura T., Inoue T., Pakdel S., Maruyama S., Katsumoto S., Palacios J.J., Haruyama J.* // Commun. Mater. 2020 V. 1. № 51. https://doi.org/10.1038/s43246-020-00050-w
6. *Mak K.F., McGill K.L., Park J., McEuen P.L.* // Science. 2014. V. 344. № 6191. P. 1489. https://doi.org/10.1126/science.1250140

Адрес для справок: Россия, 119991, Москва, Ленинский просп. 53, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; e-mail: alexkun@lebedev.ru

EDN: WQYPEM
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 140–148

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ ЖУРНАЛА “ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА” ЗА 2022 ГОД

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

DOI: 10.31857/S0032816222060246

Canel Eke. Исследование некоторых свойств минеральных удобрений с использованием гамма- и рентгеновской флуоресцентной спектрометрии. № 3, 108.

Cao Yuxiao, Chen Chunjun, Deng Chao. Исследование вибрационного воздействия на пьезорезистивный датчик давления. № 4, 115.

Chen Chunjun см. Cao Yuxiao

Cuneyt Celiktas см. Elif Ebru Ermis

Cuneyt Celiktas см. Gozde Tektas

Deng Chao см. Cao Yuxiao

Elif Ebru Ermis, Cuneyt Celiktas. Альфа-детектор типа спинтарископ на основе многопиксельного счетчика фотонов. № 4, 46.

Elif Ebru Ermis, Cuneyt Celiktas. Метод улучшения энергетического разрешения при регистрации гамма-квантов органическим сцинтилляционным детектором BC-420. № 3, 10.

Elif Ebru Ermis, Cuneyt Celiktas. Применение метода временных измерений. № 4, 41.

Gozde Tektas, Cuneyt Celiktas. Разработка виртуального многоканального анализатора для использования в радиационной спектрометрии. № 5, 114.

Herrmann M. см. Алукер Н.Л.

Агапов Е.М. см. Головизин А.А.

Акимов Д.Ю., Болоздыня А.И., Архангельский Д.М., Пинчук А.В. Установка для изучения электролюминесценции в газообразном ксеноне. № 5, 145.

Алексеев В.И. см. Загнитько А.В.

Алексеев В.И., Басков В.А., Варфоломеева Е.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С. Энергетические характеристики двухканального сцинтилляционного спектрометра. № 4, 36.

Алексеев С.Б. см. Тарасенко В.Ф.

Алиев Р.А. см. Фуркина Е.Б.

Алиев С.И. см. Пен Е.Ф.

Алукер Н.Л., Артамонов А.С., Herrmann M. Дозиметрический контроль в угольных шахтах как мера повышения безопасности угледобычи. № 4, 98.

Альмухаметов Р.Ф., Давлетшина А.Д., Камалтдинов И.Т. Влияние режима работы рентгеновской трубки на юстировку дифрактометра. № 1, 120.

Ананичев А.А., Седов А.С., Цветков А.И., Чекмарев Н.В. Использование одновременной перестройки нескольких управляющих параметров для стабилизации мощности излучения субтерагерцового гиротрона при перестройке частоты генерации. № 2, 68.

Антонов Н.Н., Викторов В.А., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Прудкогляд А.Ф., Романовский В.А., Семак А.А., Солодовников И.П., Терехов В.И., Уханов М.Н. Установка СПИН на У-70. Описание аппаратуры. № 5, 43.

Анчугов О.В., Шведов Д.А., Киселев В.А., Журавлев А.Н., Синяткин С.В., Бажутов Д.И., Тузиков А.В., Фатеев А.А., Петухов А.С. Ударный магнит для вывода пучка из Бустера в канал “Бустер–Нуклотрон” комплекса NICA. № 3, 100.

Аракчеев П.В., Безделов В.Л., Бурый Е.В., Данилов А.И., Сапожников С.М., Семеренко Д.А., Ударов И.Ю., Шлеменков А.Л. Измеритель параметров полей излучения импульсных полупроводниковых лазеров в широком диапазоне температур. № 5, 107.

Аристов Ю.В. см. Коротков С.В.

Артамонов А.С. см. Алукер Н.Л.

Архангельский Д.М. см. Акимов Д.Ю.

Багдинова А.Н., Рыбаков А.С., Демихов Е.И., Демихов Т.Е., Лысенко В.В., Тарасов В.П., Шумм Б.А., Дмитриев Д.С. Моделирование градиентной системы для безгелиевого магнитно-резонансного томографа. № 1, 124.

Бажутов Д.И. см. Анчугов О.В.

Бакланов А.В. см. Ершов К.С.

Бакшт Е.Х. см. Тарасенко В.Ф.

Балабаев А.Н. см. Сатов Ю.А.

Балакин В.В., Беркаев Д.Е., Еманов Ф.А. Исследование коллективных эффектов пучка накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5. № 6, 19.

Баранов А.Г., Басков В.А., Василенко В.К., Герасимов Д.П., Губер Ф.Ф., Дронов В.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Львов А.И., Морозов С.В., Полянский В.В., Салахутдинов Г.Х. Измерение параметров детек-

торов передней сцинтилляционной стенки эксперимента BM@N. № 1, 58.

Барков Ф.Л. см. Кривошеев А.И.

Басков В.А. см. Алексеев В.И.

Басков В.А. см. Баранов А.Г.

Басырова Д.В. см. Харламов В.А.

Безделов В.Л. см. Аракчеев П.В.

Безруков И.А., Сальников А.И., Яковлев В.А., Вылегжанин А.В. Анализ надежности программного отказоустойчивого массива при организации системы долговременного хранения данных радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами. № 2, 37.

Белокрылов М.Е. см. Кривошеев А.И.

Белокрылов М.Е. см. Пономарев Р.С.

Белушкин А.В., Богдзель А.А., Боднарчук В.И., Даулбаев О., Журавлев В.В., Курилкин А.К., Куликов С.А., Литвиненко Е.И., Милков В.М., Петрова М.О., Приходько В.И., Подлесный М.М., Чураков А.В., Швецов В.В. Опыт разработки и создания детекторов тепловых нейтронов в НЭОКС ИБР-2 (*обзор*). № 4, 5.

Беркаев Д.Е. см. Балакин В.В.

Бикчурина М.И., Быков Т.А., Колесников Я.А., Макаров А.Н., Остреинов Г.М., Савинов С.С., Таскаев С.Ю., Щудло И.М. Измерение фазового портрета пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией. № 4, 18.

Блинковский Н.К. см. Гулько В.Л.

Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Мещеряков А.А. Исследование характеристик рассеяния радиооптических уголковых отражателей направленного действия в составе навигационных линейных створов. № 5, 121.

Бобылев Д.А. см. Шведунов Н.В.

Бобырь Н.П. см. Голубева А.В.

Богачев С.А. см. Перцов А.А.

Богдзель А.А. см. Белушкин А.В.

Богомаз А.А. см. Будин А.В.

Боднарчук В.И. см. Белушкин А.В.

Бойко А.А. см. Костюкова Н.Ю.

Бойко Л.И. см. Иваницкий А.С.

Бокучава Г.Д. см. Кузьмин Е.С.

Болоздыня А.И. см. Акимов Д.Ю.

Бондаренко Е.А. см. Варлачев В.А.

Бубнов О.В. см. Рекутов О.Г.

Будин А.В., Богомаз А.А., Пинчук М.Э. Экспериментальный стенд для исследования воздействия синхронной газовой инжекции на гашение мощной дуги. № 2, 61.

Булавин М.В. см. Петрова М.О.

Бурдаков А.В., Варанд А.В., Краснов А.А., Мешков О.И., Михайленко М.А., Семенов А.М., Толочко Б.П., Шошин А.А. Исследование термического газовыделения материалов, используемых в высоковакуумных системах. № 3, 146.

Бурый Е.В. см. Аракчеев П.В.

Быбик М.С. см. Калашников В.С.

Быков Т.А. см. Бикчурина М.И.

Бышевский-Конопко О.А. см. Филатов А.Л.

Варанд А.В. см. Бурдаков А.В.

Варлачев В.А., Емец Е.Г., Му Ю., Бондаренко Е.А., Говорухин В.А. Контроль характеристик нейтронных полей реактора с помощью монокристаллического кремния. № 6, 29.

Варфоломеева Е.А. см. Алексеев В.И.

Варюхин Д.В. см. Таряник Н.В.

Василенко В.К. см. Баранов А.Г.

Васильев А.А. см. Сатов Ю.А.

Васильев Е.В. см. Пен Е.Ф.

Васильев И.Е. см. Махутов Н.А.

Васильев М.В., Зимовский В.Ф., Мельников А.Е., Суркис И.Ф., Рахимов И.А., Олифиров В.Г., Дьяков А.А. Наблюдения космических аппаратов на радиоинтерферометрическом комплексе “Квазар-КВО”. № 6, 111.

Вафин И.Ю. см. Мещеряков А.И.

Вельмакин С.М. см. Загнитько А.В.

Викторов В.А. см. Антонов Н.Н.

Водопьянов А.В. см. Синцов С.В.

Волосова М.А. см. Метель А.С.

Воробьев Ю.В. см. Ермачихин А.В.

Воропай Е.С., Ермалицкая К.Ф., Ермалицкий Ф.А., Радько А.Е., Ржеуцкий Н.В., Самцов М.П. Компактные пикосекундные диодные лазеры. № 1, 100.

Вылегжанин А.В. см. Безруков И.А.

Вьюхина Н.Н. см. Пен Е.Ф.

Гайнанов В.Г. см. Зверев А.С.

Галиуллин А.А., Мартанов С.Г., Скориков М.Л., Колобкова Е.В., Кузнецова М.С., Кунцевич А.Ю. Простая герметичная камера с контролируемой температурой для оптической микроскопии. № 6, 137.

Галушко А.В. см. Петрова М.О.

Гапиенко В.А. см. Антонов Н.Н.

Гапиенко Г.С. см. Антонов Н.Н.

Герасимов Д.П. см. Баранов А.Г.

Герасимов С.И., Крутик М.И., Роженцов В.С., Сироткина А.Г., Тотышев К.В. Регистрация быстропротекающих процессов скоростной камерой Наногейт-22/16. № 3, 135.

Глазков В.Н., Ракитин М.П. Демонстрационный эксперимент по резонансным колебаниям ма-

ятника для студенческого практикума по физике. № 4, 143.

Глущенко Н.В. см. Харламов В.А.

Говорухин В.А. см. Варлачев В.А.

Головизин А.А., Сошенко В.В., Трегубов Д.О., Яушев М.О., Агапов Е.М., Мишин Д.А., Проворченко Д.И., Колачевский Н.Н. Блок управления оптическими часами на атомах тулия. № 6, 38.

Голубева А.В., Хвостов Р.П., Черкез Д.И., Бобырь Н.П., Шкурыгин Д.М., Спицын А.В. Стенд для исследования проницаемости мембран при взаимодействии с газообразным водородом. № 5, 132.

Горбатов С.А. см. Харламов В.А.

Горбатов С.А., Иванов И.А., Тихонов В.Н., Тихонов А.В. Микроволновый источник нетермальной плазмы атмосферного давления на основе волноводного моста. № 4, 149.

Горохов С.А., Киряков А.А., Полковников М.К. Программируемый формирователь импульсов в стандарте КАМАК. № 3, 45.

Греков А.В. см. Перцов А.А.

Гресь В.Н. см. Антонов Н.Н.

Григорьев С.Н. см. Метель А.С.

Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. Сравнительные характеристики методов измерения спектров импульсного рентгеновского излучения. № 4, 90.

Гришина И.А. см. Мещеряков А.И.

Громова З.Ф. см. Мамонтов Е.В.

Губер Ф.Ф. см. Баранов А.Г.

Гулько В.Л. см. Блинковский Н.К.

Гулько В.Л., Мещеряков А.А. Поляризационно-модуляционный метод формирования радиолокационного изображения земной поверхности. № 6, 130.

Гулько В.Л., Мещеряков А.А., Блинковский Н.К. Радиолокационный метод определения угла крена летательного аппарата. № 3, 126.

Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Розов С.В., Сандуковский В.Г., Чернышев Б.А. Метод восстановления спектров короткопробежных частиц в реакциях поглощения π^--мезонов. № 4, 30.

Гусев А.Н. см. Козлов А.А.

Давлетшина А.Д. см. Альмухаметов Р.Ф.

Данилов А.И. см. Аракчеев П.В.

Даулбаев О. см. Белушкин А.В.

Двойнин В.Н. см. Мамонтов Е.В.

Дементьев Д.В. см. Харламов П.И.

Демихов Е.И. см. Багдинова А.Н.

Демихов Т.Е. см. Багдинова А.Н.

Дёмко А.И., Семенов О.Ю. Модуль питания и связи автономных приборов. № 4, 152.

Деревянко Д.И. см. Пен Е.Ф.

Дмитриев А.К., Коновалов А.Н., Кортунов В.Н., Ульянов В.А. Установка на основе CO_2-лазера с обратной связью для автоматизированного прецизионного выпаривания биологических тканей. № 2, 138.

Дмитриев Д.С. см. Багдинова А.Н.

Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. Метод исследования наносекундных процессов в плазме микропинчевого разряда. № 4, 77.

Дронов В.А. см. Алексеев В.И.

Дронов В.А. см. Баранов А.Г.

Дьяков А.А. см. Васильев М.В.

Дятков С.Ю. см. Перцов А.А.

Дятлов Р.Н. см. Мамонтов Е.В.

Еманов Ф.А. см. Балакин В.В.

Емец Е.Г. см. Варлачев В.А.

Ермалицкая К.Ф. см. Воропай Е.С.

Ермалицкий Ф.А. см. Воропай Е.С.

Ермачихин А.В., Воробьев Ю.В., Трусов Е.П. Установка по измерению спектральной дисперсии квантового выхода. № 1, 134.

Ерушин Е.Ю. см. Костюкова Н.Ю.

Ерхова Н.Ф. см. Перцов А.А.

Ершов К.С., Кочубей С.А., Бакланов А.В. Эффект насыщения коэффициента вторичной эмиссии в умножителях на основе микроканальных пластин. № 6, 46.

Жамалетдинов Н.М. см. Потапов В.Т.

Жарков Я.Е., Мошкунов С.И., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. Генерация прямоугольных импульсов на базе высоковольтных коммутаторов на транзисторной основе при работе в синхронном и асинхронном режимах. № 4, 61.

Жмодиков А.Л. см. Коротков С.В.

Жуков А.А. Применение стандартной полуконтактной моды атомно-силового микроскопа для локального исследования электронной системы углеродных нанотрубок в условии вакуума. № 1, 143.

Жуков А.А., Романова С.Г. К возможности использования стеклянных капилляров в качестве зонда атомно-силового микроскопа, работающего в гибридной моде. № 3, 141.

Журавлев А.Н. см. Анчугов О.В.

Журавлев В.В. см. Белушкин А.В.

Загнитько А.В., Мацуков И.Д., Пименов В.В., Сальников С.Е., Федин Д.Ю., Вельмакин С.М.,

Алексеев В.И. Низкотемпературный газоанализатор с иммерсионной диодной оптопарой в экспресс-мониторинге пожароопасного парообразования выбросов сжиженного природного газа. № 4, 155.

Загрядский В.А. см. Фуркина Е.Б.

Загрядский В.А., Кравец Я.М., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Смирнов А.А., Удалова Т.А., Унежев В.Н. Измерение кумулятивного выхода радиоизотопа ^{103}Ru в мишени из $^{100}MoO_3$ по реакции ^{100}Mo(^{4}He, $n+p$)^{103}Ru и техника газотермического извлечения ^{103}Ru из мишени. № 6, 33.

Зайцев Н.Г., Надеев А.И. Автономная система регистрации оптического сигнала в режиме счета фотонов. № 6, 135.

Зверев А.С., Гайнанов В.Г. Многоканальный аналого-цифровой преобразователь для сейсмоакустических приложений. № 2, 158.

Зимин И.Ю. см. Кузьмин Е.С.

Зимовский В.Ф. см. Васильев М.В.

Иваненко С.В. см. Пурыга Е.А.

Иваницкий А.С., Кордо А.А., Бойко Л.И. Дистанционное измерение импеданса с длинной соединительной линией (*обзор*). № 5, 31.

Иванов В.И. см. Махутов Н.А.

Иванов И.А. см. Горбатов С.А.

Иванов И.А. см. Харламов В.А.

Ивашкин А.П. см. Баранов А.Г.

Известный А.В. см. Баранов А.Г.

Искаков И.А. см. Пальчикова И.Г.

Казанцев Д.В., Казанцева Е.А. Цифровое детектирование оптического сигнала в микроскопе ближнего оптического поля. № 2, 79.

Казанцева Е.А. см. Казанцев Д.В.

Калаев М.П., Родина А.В., Телегин А.М. Исследование изменения характеристик солнечных батарей при воздействии факторов космического пространства. № 6, 99.

Калашников В.С., Коледов В.В., Кучин Д.С., Петров А.В., Шавров В.Г., Быбик М.С., Несоленов А.В. Установка для определения термомеханических свойств микропроволок из сплавов с эффектом памяти формы. № 1, 139.

Калашников И.В. см. Шемолин И.С.

Камалтдинов И.Т. см. Альмухаметов Р.Ф.

Каменский М.В., Кошелев М.А., Орловский А.А., Седов А.С., Скороходов С.А., Цветков А.И. Разработка и испытания устройства для регулирования и стабилизации мощного излучения миллиметрового диапазона. № 3, 29.

Капустин Ю.В. см. Рогов А.В.

Карачевцева М.В. см. Филатов А.Л.

Карнаушкин П.В. см. Пономарев Р.С.

Карпушкин Н.М. см. Баранов А.Г.

Квашнин А.Н. см. Пурыга Е.А.

Квашнин А.Н. см. Филиппов М.В.

Кизириди П.П., Озур Г.Е. Источник радиально сходящихся низкоэнергетических сильноточных электронных пучков. № 6, 61.

Кириченко А.С. см. Перцов А.А.

Киряков А.А. см. Горохов С.А.

Киселев В.А. см. Анчугов О.В.

Клименко Л.С. см. Нехорошева Д.С.

Клячин Н.А. см. Долгов А.Н.

Кожевников В.С., Пономарев Р.С., Шмырова А.И. Технология производства линзованного оптического волокна с использованием оптического клея. № 6, 68.

Козлов А.А., Козлов А.В., Шурупов А.В., Гусев А.Н. Блок запуска управляемого разрядника. № 4, 57.

Козлов А.В. см. Козлов А.А.

Колачевский Н.Н. см. Головизин А.А.

Коледов В.В. см. Калашников В.С.

Колесников Я.А. см. Бикчурина М.И.

Колкер Д.Б. см. Костюкова Н.Ю.

Колобкова Е.В. см. Галиуллин А.А.

Кольцов А.В. см. Алексеев В.И.

Коновалов А.Н. см. Дмитриев А.К.

Константинов Ю.А. см. Кривошеев А.И.

Константинов Ю.А. см. Пономарев Р.С.

Кораблев Е.М. см. Филатов А.Л.

Кордо А.А. см. Иваницкий А.С.

Корнев Р.А. см. Синцов С.В.

Коротков Д.А. см. Коротков С.В.

Коротков С.В., Аристов Ю.В. Блок динисторов с ударной ионизацией с высоковольтным обострителем импульсов в цепи управления. № 5, 65.

Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л. Генератор мощных наносекундных импульсов на основе блока дрейфовых диодов с резким восстановлением и блока динисторов с ударной ионизацией. № 3, 40.

Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л. Мощные импульсные устройства для исследования реверсивно включаемых динисторов. № 3, 34.

Коротков С.В., Аристов Ю.В., Коротков Д.А. Коммутаторы мощных наносекундных импульсов тока на основе высоковольтных блоков динисторов с ударной ионизацией. № 5, 70.

Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Исследование реверсивно включаемых динисторов в нетрадиционном режиме переключения

субмикросекундными импульсами тока управления. № 4, 69.

Кортунов В.Н. см. Дмитриев А.К.

Корф А.Н. см. Григорьева И.Г.

Костюкова Н.Ю., Ерушин Е.Ю., Бойко А.А., Колкер Д.Б. Узкополосный параметрический генератор света на основе периодически-поляризованной структуры ниобата лития с объемной брэгговской решеткой. № 6, 78.

Кочубей Г.С. см. Шувалов В.А.

Кочубей С.А. см. Ершов К.С.

Кошелев М.А. см. Каменский М.В.

Кравец Я.М. см. Загрядский В.А.

Краснов А.А. см. Бурдаков А.В.

Кремзуков Ю.А. см. Рекутов О.Г.

Кречетов Ю.Ф. см. Алексеев В.И.

Кривошеев А.И., Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е. Современные методы определения частотного сдвига рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в волоконно-оптической метрологии и сенсорике (*обзор*). № 5, 5.

Круглов А.А. см. Кузьмин Е.С.

Крутик М.И. см. Герасимов С.И.

Кудрявцева А.Д., Умаров М.Ф. Техника регистрации спектров флуоресценции биоактивных препаратов и их математическая обработка. № 3, 121.

Кузнецова М.С. см. Галиуллин А.А.

Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А. Изготовление и характеристики композитных сцинтилляторов на основе литиевого стекла. № 4, 51.

Куликов С.А. см. Белушкин А.В.

Кунцевич А.Ю. см. Галиуллин А.А.

Курешов В.А. см. Лелеков А.Т.

Курилкин А.К. см. Белушкин А.В.

Курочкин А.В. см. Фуркина Е.Б.

Кучин Д.С. см. Калашников В.С.

Кучинский Н.А. см. Кузьмин Е.С.

Лазученков Д.Н. см. Шувалов В.А.

Лапушкин С.В. см. Гуров Ю.Б.

Лелеков А.Т., Курешов В.А. Удаленная лаборатория для проектирования систем ориентации малых космических аппаратов. № 5, 154.

Леонтьев В.В. см. Харламов П.И.

Лидер В.В. Фокусирующая оптика скользящего падения для рентгеновских телескопов (*обзор*). № 2, 8.

Лисин Д.В. Блок управления научной аппаратурой для космических экспериментов с автоматическим вводом резерва. № 3, 159.

Литвиненко Е.И. см. Белушкин А.В.

Лобода И.П. см. Перцов А.А.

Лосев А.А. см. Сатов Ю.А.

Лужанчук Я.В. Исследование детектора нейтронов радиационного монитора. № 3, 17.

Лыков Д.В. см. Перцов А.А.

Лысенко В.В. см. Багдинова А.Н.

Львов А.И. см. Алексеев В.И.

Львов А.И. см. Баранов А.Г.

Маджидов И.М. см. Харламов В.А.

Макаров А.А. см. Григорьева И.Г.

Макаров А.Н. см. Бикчурина М.И.

Максумов О.С. см. Филиппов М.В.

Маламут Т.Ю. см. Загрядский В.А.

Маламут Т.Ю. см. Фуркина Е.Б.

Маматкаримов О. см. Хамидов Р.

Мамонтов Е.В., Громова З.Ф., Двойнин В.Н., Дятлов Р.Н., Шевяков А.Г. Радиочастотный времяпролетный масс-анализатор ионов с малым расстоянием между планарными дискретными электродами. № 1, 63.

Мансфельд Д.А. см. Синцов С.В.

Мартанов С.Г. см. Галиуллин А.А.

Маслобоев И.А., Фомичев В.П., Шевченко А.Б., Ядренкин М.А. Экспериментальный комплекс для исследований высокоскоростных магнитогидродинамических течений. № 3, 48.

Матвиенко Ю.Г. см. Махутов Н.А.

Махмутов В.С. см. Филиппов М.В.

Махутов Н.А., Матвиенко Ю.Г., Иванов В.И., Васильев И.Е., Чернов Д.В. Исследование процесса растяжения армирующих волокон и однонаправленного ламината до разрушения с применением акустической эмиссии. № 2, 109.

Мацуков И.Д. см. Загнитько А.В.

Медведь А.В. Двумерные поверхностные спиновые волны в динамических магнонных кристаллах, создаваемых поверхностной акустической волной в пленках ЖИГ. № 2, 122.

Мельник Ю.А. см. Метель А.С.

Мельников А.Е. см. Васильев М.В.

Меркин М.М. см. Харламов П.И.

Метель А.С., Григорьев С.Н., Волосова М.А., Мельник Ю.А., Мустафаев Э.С. Компрессия пучка быстрых атомов аргона для полирования поверхности. № 6, 53.

Мешков О.И. см. Бурдаков А.В.

Мещеряков А.А. см. Блинковский Н.К.

Мещеряков А.А. см. Гулько В.Л.

Мещеряков А.И., Гришина И.А., Вафин И.Ю. Квадрупольная антенна и диагностический комплекс для ионного циклотронного нагрева

плазмы и генерации токов увлечения в стеллараторе Л-2М. № 5, 88.

Милков В.М. см. Белушкин А.В.

Михайленко М.А. см. Бурдаков А.В.

Михеев Г.М. см. Стяпшин В.М.

Мишин Д.А. см. Головизин А.А.

Моисеев Д.В. см. Пурыга Е.А.

Молодцов В.О., Смирнов В.Ю., Солнушкин С.Д., Чихман В.Н. Устройство для регистрации физиологических параметров лабораторных животных. № 1, 159.

Морозов С.В. см. Баранов А.Г.

Мошкунов С.И. см. Жарков Я.Е.

Му Ю. см. Варлачев В.А.

Мустафаев Э.С. см. Метель А.С.

Мухамадиев А.А. см. Радаев А.В.

Надеев А.И. см. Зайцев Н.Г.

Несоленов А.В. см. Калашников В.С.

Нехорошева Д.С., Таги-заде Х.Б.о., Клименко Л.С. Приставка к фурье-спектрометру для регистрации инфракрасных спектров жидкостей в паровой фазе. № 3, 81.

Новиков В.И. см. Загрядский В.А.

Новиков В.И. см. Фуркина Е.Б.

Новиков-Бородин А.В. Реконструкция и моделирование экспериментальных данных с использованием тестовых измерений. № 2, 43.

Озур Г.Е. см. Кизириди П.П.

Олифиров В.Г. см. Васильев М.В.

Орловский А.А. см. Каменский М.В.

Осипов А.В. см. Шемолин И.С.

Остреинов Г.М. см. Бикчурина М.И.

Пальчикова И.Г., Смирнов Е.С., Соленов Е.И., Искаков И.А. Метод измерения передаточной функции цифровых камер, используемых в биомедицинских системах компьютерного зрения. № 2, 73.

Панчук А.В., Якопов К.Г. Спектрограф для исследования атмосферы Земли. № 6, 95.

Пен Е.Ф., Вьюхина Н.Н., Твердохлеб П.Е., Васильев Е.В., Деревянко Д.И., Шелковников В.В., Алиев С.И. Регистрация и анализ характеристик угловой селективности голограмм в фотополимерных материалах. № 2, 99.

Перцов А.А., Дятков С.Ю., Ерхова Н.Ф., Холодилов А.А., Лыков Д.В., Трушина А.А., Червинский В.И., Фатеев Ф.В., Греков А.В., Трифонов А.В., Лобода И.П., Богачев С.А., Кириченко А.С. Телескоп для получения изображений Солнца на малоразмерных аппаратах типа кубсат. № 2, 131.

Петров А.В. см. Калашников В.С.

Петрова М.О. см. Белушкин А.В.

Петрова М.О., Булавин М.В., Рогов А.Д., Ыскаков А., Галушко А.В. Текущие характеристики полей ионизирующих излучений облучательной установки реактора ИБР-2 для исследований радиационной стойкости материалов. № 3, 5.

Петрухина Д.И. см. Харламов В.А.

Петухов А.С. см. Анчугов О.В.

Пименов В.В. см. Загнитько А.В.

Пинчук А.В. см. Акимов Д.Ю.

Пинчук М.Э. см. Будин А.В.

Письменный Н.И. см. Шувалов В.А.

Пияков А.В., Телегин А.М. Измерение распределения частиц по сечению тракта ускорителя для моделирования микрометеоритов с помощью индукционного датчика. № 4, 106.

Подлесный М.М. см. Белушкин А.В.

Полковников М.К. см. Горохов С.А.

Полякова И.В. см. Харламов В.А.

Полянский В.В. см. Алексеев В.И.

Полянский В.В. см. Баранов А.Г.

Пономарев Р.С. см. Кожевников В.С.

Пономарев Р.С., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Шевцов Д.И., Карнаушкин П.В. Автоматизированный инструмент рефлектометрического исследования пироэлектрического эффекта в протонообменных канальных волноводах на основе ниобата лития. № 5, 96.

Потанин Е.П. Устройство для разделения стабильных изотопов в плазме методом ионно-циклотронного резонанса. № 5, 79.

Потапов В.Т., Жамалетдинов Н.М. Измерение температуры с помощью кремниевых микроинтерферометров Фабри–Перо методом спектральной низкокогерентной интерферометрии. № 3, 77.

Преображенский Е.И. см. Синцов С.В.

Приходько В.И. см. Белушкин А.В.

Проворченко Д.И. см. Головизин А.А.

Прохорович Д.Е. см. Долгов А.Н.

Прудкогляд А.Ф. см. Антонов Н.Н.

Пурыга Е.А., Хильченко А.Д., Квашнин А.Н., Моисеев Д.В., Иваненко С.В. Широкополосные тракты усиления сигналов полупроводниковых детекторов излучения и частиц (*обзор*). № 1, 44.

Пучков А.Н. см. Рекутов О.Г.

Пушкарев А.И. Определение спектра импульсного ионного пучка по осциллограммам тока и напряжения. № 1, 68.

Пчельников В.А. см. Рекутов О.Г.

Радаев А.В., Мухамадиев А.А., Сабирзянов А.Н. Экспериментальный стенд для исследования растворимости и фазовых переходов в системе "углеводород–сверхкритический CO_2" в широком диапазоне давлений и температур. № 1, 148.

Радько А.Е. см. Воропай Е.С.

Ракитин М.П. см. Глазков В.Н.

Рахимов И.А. см. Васильев М.В.

Ребров И.Е. см. Жарков Я.Е.

Рекутов О.Г., Пучков А.Н., Пчельников В.А., Бубнов О.В., Юдинцев А.Г., Кремзуков Ю.А., Рулевский В.М. Измерительный комплекс оценки качества энергопреобразующей аппаратуры для испытания систем электроснабжения космических аппаратов. № 2, 52.

Ржеуцкий Н.В. см. Воропай Е.С.

Рогов А.В., Капустин Ю.В. Влияние протока газа на эффективность плазменной системы очистки входного зеркала оптической диагностики ИТЭР "Активная спектроскопия". № 1, 77.

Рогов А.В., Капустин Ю.В. Инициализация разряда в системе очистки входного зеркала диагностики "Активная спектроскопия" реактора ИТЭР при использовании термоэмиссионного катода. № 3, 63.

Рогов А.Д. см. Петрова М.О.

Родина А.В. см. Калаев М.П.

Роженцов В.С. см. Герасимов С.И.

Розов С.В. см. Гуров Ю.Б.

Романова С.Г. см. Жуков А.А.

Романовский В.А. см. Антонов Н.Н.

Ростами Х.Р. Двухступенчатый холловский магнитометр с улучшенными характеристиками, обеспечиваемыми сенсором из высокотемпературного сверхпроводника. № 3, 87.

Руднев П.И., Чешигин И.В. Измерение плотности потока моноэнергетических нейтронов спектрометром-дозиметром SDMF-1608SN в радиационных полях PTB ионной ускорительной установки (PIAF), Германия. № 5, 58.

Рулевский В.М. см. Рекутов О.Г.

Рулевский В.М. см. Шемолин И.С.

Рыбаков А.С. см. Багдинова А.Н.

Сабирзянов А.Н. см. Радаев А.В.

Савинов С.С. см. Бикчурина М.И.

Сайфутдинов А.И., Сысоев С.С. Разработка зондовой системы для измерения параметров плазмы и регистрации высокоэнергетичной части функции распределения электронов. № 1, 92.

Салахутдинов Г.Х. см. Баранов А.Г.

Салахутдинов Г.Х. см. Григорьева И.Г.

Сальников А.И. см. Безруков И.А.

Сальников С.Е. см. Загнитько А.В.

Самцов М.П. см. Воропай Е.С.

Сандуковский В.Г. см. Гуров Ю.Б.

Сапожников С.М. см. Аракчеев П.В.

Сатов Ю.А., Шумшуров А.В., Лосев А.А., Балабаев А.Н., Хрисанов И.А., Васильев А.А. Влияние металлических сеток на характеристики ионного пучка в лазерно-плазменном источнике. № 1, 82.

Седов А.С. см. Ананичев А.А.

Седов А.С. см. Каменский М.В.

Семак А.А. см. Антонов Н.Н.

Семенов А.М. см. Бурдаков А.В.

Семенов О.Ю. см. Дёмко А.И.

Семеренко Д.А. см. Аракчеев П.В.

Сидорин С.С. см. Алексеев В.И.

Синцов С.В., Преображенский Е.И., Корнев Р.А., Водопьянов А.В., Мансфельд Д.А. Стенд для экспериментального исследования локальных параметров химически активной плазмы индукционного разряда. № 3, 56.

Синяткин С.В. см. Анчугов О.В.

Сиомаш М.Д. см. Шведунов Н.В.

Сироткина А.Г. см. Герасимов С.И.

Скориков М.Л. см. Галиуллин А.А.

Скороходов С.А. см. Каменский М.В.

Смирнов А.А. см. Загрядский В.А.

Смирнов А.И., Солдатов Т.А., Эдельман В.С. Погружной микрокриостат растворения для СВЧ-спектроскопии и магнитного резонанса. № 4, 131.

Смирнов В.Ю. см. Молодцов В.О.

Смирнов Е.С. см. Пальчикова И.Г.

Соков С.В. см. Филиппов М.В.

Солдатов Т.А. см. Смирнов А.И.

Соленов Е.И. см. Пальчикова И.Г.

Солнушкин С.Д. см. Молодцов В.О.

Солодовников И.П. см. Антонов Н.Н.

Сошенко В.В. см. Головизин А.А.

Спицын А.В. см. Голубева А.В.

Стожков Ю.И. см. Филиппов М.В.

Стяпшин В.М., Михеев Г.М. Фотовольтаический метод определения "быстрой" оси четвертьволновых пластинок. № 4, 84.

Суркис И.Ф. см. Васильев М.В.

Сысоев С.С. см. Сайфутдинов А.И.

Таги-заде Х.Б.о. см. Нехорошева Д.С.

Тарасенко В.Ф., Алексеев С.Б., Бакшт Е.Х. Субнаносекундный ускоритель электронов, состоящий из трех секций. № 3, 70.

Тарасиков В.П. Установка для количественного определения газообразных продуктов деления

в облученных нейтронами материалах. № 5, 128.

Тарасов В.П. см. Багдинова А.Н.

Таржанов В.И. Использование метода оптического рычага для получения ударных адиабат материалов. № 1, 106.

Таряник Н.В., Варюхин Д.В., Федюк Д.О. Сверхпроводниковая магнитная система спектрометра ядерного магнитного резонанса на частоте 400 МГц. № 4, 94.

Таскаев С.Ю. см. Бикчурина М.И.

Твердохлеб П.Е. см. Пен Е.Ф.

Телегин А.М. см. Калаев М.П.

Телегин А.М. см. Пияков А.В.

Терехов В.И. см. Антонов Н.Н.

Тихонов А.В. см. Горбатов С.А.

Тихонов А.В. см. Харламов В.А.

Тихонов В.Н. см. Горбатов С.А.

Тихонов В.Н. см. Харламов В.А.

Толочко Б.П. см. Бурдаков А.В.

Тотышев К.В. см. Герасимов С.И.

Трегубов Д.О. см. Головизин А.А.

Трифонов А.В. см. Перцов А.А.

Трусов Е.П. см. Ермачихин А.В.

Трушина А.А. см. Перцов А.А.

Тузиков А.В. см. Анчугов О.В.

Удалова Т.А. см. Загрядский В.А.

Ударов И.Ю. см. Аракчеев П.В.

Ульянов В.А. см. Дмитриев А.К.

Умаров М.Ф. см. Кудрявцева А.Д.

Унежев В.Н. см. Загрядский В.А.

Унежев В.Н. см. Фуркина Е.Б.

Усенко Е.А. Современные специализированные интегральные схемы для плоских резистивных счетчиков (*обзор*). № 6, 5.

Уханов М.Н. см. Антонов Н.Н.

Фатеев А.А. см. Анчугов О.В.

Фатеев Ф.В. см. Перцов А.А.

Федин Д.Ю. см. Загнитько А.В.

Федюк Д.О. см. Таряник Н.В.

Филатов А.Л., Бышевский-Конопко О.А., Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Кораблев Е.М. Автоматизация установки для регистрации спектров фотолюминесценции на базе платформы Netduino. № 1, 97.

Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.Н., Стожков Ю.И., Соков С.В. Портативная установка для детектирования заряженной компоненты космических лучей. № 6, 106.

Фомичев В.П. см. Маслобоев И.А.

Фуркина Е.Б., Курочкин А.В., Алиев Р.А., Загрядский В.А., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Унежев В.Н. Лабораторная установка для хроматографического выделения ^{186}Re без носителя из облученных мишеней из вольфрама. № 3, 117.

Хамидов Р., Маматкаримов О. Усовершенствованная универсальная установка гидростатического давления с пневмоусилителем для исследования электрических и термических эффектов в полупроводниках при воздействии всестороннего гидростатического давления. № 2, 118.

Харламов В.А., Полякова И.В., Горбатов С.А., Маджидов И.М., Петрухина Д.И., Басырова Д.В., Глущенко Н.В., Иванов И.А., Тихонов В.Н., Тихонов А.В. Измерение окислительных свойств нетермальной аргоновой СВЧ-плазмы с помощью ферросульфатного дозиметра. № 6, 125.

Харламов П.И., Шитенков М.О., Дементьев Д.В., Леонтьев В.В., Меркин М.М. Лазерный стенд для тестирования кремниевых микростриповых детекторов. № 3, 21.

Харлов А.В. Установки для электроразрядных технологий и их технические применения (*обзор*). № 1, 14.

Хвостов Р.П. см. Голубева А.В.

Хильченко А.Д. см. Пурыга Е.А.

Холодилов А.А. см. Перцов А.А.

Хомич В.Ю. см. Жарков Я.Е.

Хрисанов И.А. см. Сатов Ю.А.

Цветков А.И. см. Ананичев А.А.

Цветков А.И. см. Каменский М.В.

Чекмарев Н.В. см. Ананичев А.А.

Червинский В.И. см. Перцов А.А.

Черкез Д.И. см. Голубева А.В.

Чернов Д.В. см. Махутов Н.А.

Чернышев Б.А. см. Гуров Ю.Б.

Чешигин И.В. см. Руднев П.И.

Чихман В.Н. см. Молодцов В.О.

Чураков А.В. см. Белушкин А.В.

Шавров В.Г. см. Калашников В.С.

Шаповалов О. Метод безэлектродного контактирования пьезоэлемента в иммерсионном преобразователе для использования в высокотемпературных проводящих жидких средах. № 1, 154.

Шведов Д.А. см. Анчугов О.В.

Шведунов В.И. см. Шведунов Н.В.

Шведунов Н.В., Бобылев Д.А., Сиомаш М.Д., Шведунов В.И. Соленоидальная линза для

экспериментов по сверхбыстрой электронной дифракции. № 6, 87.

Швецов В.В. см. Белушкин А.В.

Шевцов Д.И. см. Пономарев Р.С.

Шевченко А.Б. см. Маслобоев И.А.

Шевяков А.Г. см. Мамонтов Е.В.

Шелковников В.В. см. Пен Е.Ф.

Шемолин И.С., Калашников И.В., Рулевский В.М., Осипов А.В. Устройство заряда аккумуляторной батареи асимметричным током. № 2, 57.

Шитенков М.О. см. Харламов П.И.

Шкурыгин Д.М. см. Голубева А.В.

Шлеменков А.Л. см. Аракчеев П.В.

Шмырова А.И. см. Кожевников В.С.

Шошин А.А. см. Бурдаков А.В.

Шошин Е.Л. Исследование характеристик антенны Вивальди. № 3, 152.

Шувалов В.А., Письменный Н.И., Кочубей Г.С., Лазученков Д.Н. Зондовая диагностика и идентификация источников возмущения ионосферной замагниченной плазмы. № 2, 142.

Шумм Б.А. см. Багдинова А.Н.

Шумшуров А.В. см. Сатов Ю.А.

Шурупов А.В. см. Козлов А.А.

Щудло И.М. см. Бикчурина М.И.

Ыскаков А. см. Петрова М.О.

Эдельман В.С. см. Смирнов А.И.

Юдинцев А.Г. см. Рекутов О.Г.

Юркин А.А. Схема возбуждения однородного барьерного разряда с повышенным удельным энерговкладом. № 5, 75.

Ядренкин М.А. см. Маслобоев И.А.

Яковлев В.А. см. Безруков И.А.

Якопов К.Г. см. Панчук А.В.

Ямщиков В.А. см. Жарков Я.Е.

Яременко Н.Г. см. Филатов А.Л.

Яушев М.О. см. Головизин А.А.

EDN: IEJXZJ
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 149–159

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ ЖУРНАЛА “ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА” ЗА 2022 ГОД

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

DOI: 10.31857/S0032816222060258

	Номер	*Стр.*
Рекомендации авторам по подготовке статей к печати	1	5
Personalia		
К столетию Моисея Семеновича Хайкина, главного редактора журнала “Приборы и техника эксперимента”	2	5
ОБЗОРЫ		
Установки для электроразрядных технологий и их технические применения. *Харлов А.В.*	1	14
Широкополосные тракты усиления сигналов полупроводниковых детекторов излучения и частиц. *Пырыга Е.А., Хильченко А.Д., Квашнин А.Н., Моисеев Д.В., Иваненко С.В.*	1	44
Фокусирующая оптика скользящего падения для рентгеновских телескопов. *Лидер В.В.*	2	8
Опыт разработки и создания детекторов тепловых нейтронов в НЭОКС ИБР-2. *Белушкин А.В., Богдзель А.А., Боднарчук В.И., Даулбаев О., Журавлев В.В., Курилкин А.К., Куликов С.А., Литвиненко Е.И., Милков В.М., Петрова М.О., Приходько В.И., Подлесный М.М., Чураков А.В., Швецов В.В.*	4	5
Современные методы определения частотного сдвига рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в волоконно-оптической метрологии и сенсорике. *Кривошеев А.И., Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е.*	5	5
Дистанционное измерение импеданса с длинной соединительной линией. *Иваницкий А.С., Кордо А.А., Бойко Л.И.*	5	31
Современные специализированные интегральные схемы для плоских резистивных счетчиков. *Усенко Е.А.*	6	5
УСКОРИТЕЛИ И ПУЧКИ ЧАСТИЦ		
Определение спектра импульсного ионного пучка по осциллограммам тока и напряжения. *Пушкарев А.И.*	1	68
Измерение фазового портрета пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией. *Бикчурина М.И., Быков Т.А., Колесников Я.А., Макаров А.Н., Остреинов Г.М., Савинов С.С., Таскаев С.Ю., Щудло И.М.*	4	18
Исследование коллективных эффектов пучка накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5. *Балакин В.В., Беркаев Д.Е., Еманов Ф.А.*	6	19

НЕЙТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Текущие характеристики полей ионизирующих излучений облучательной установки реактора ИБР-2 для исследований радиационной стойкости материалов.

Петрова М.О., Булавин М.В., Рогов А.Д., Ыскаков А., Галушко А.В. 3 5

Опыт разработки и создания детекторов тепловых нейтронов в НЭОКС ИБР-2 (*обзор*).

Белушкин А.В., Богдзель А.А., Боднарчук В.И., Даулбаев О., Журавлев В.В., Курилкин А.К., Куликов С.А., Литвиненко Е.И., Милков В.М., Петрова М.О., Приходько В.И., Подлесный М.М., Чураков А.В., Швецов В.В. 4 5

Измерение плотности потока моноэнергетических нейтронов спектрометром-дозиметром SDMF-1608SN в радиационных полях PTB ионной ускорительной установки (PIAF), Германия.

Руднев П.И., Чешигин И.В. 5 58

Контроль характеристик нейтронных полей реактора с помощью монокристаллического кремния.

Варлачев В.А., Емец Е.Г., Му Ю., Бондаренко Е.А., Говорухин В.А. 6 29

Измерение кумулятивного выхода радиоизотопа ^{103}Ru в мишени из $^{100}MoO_3$ по реакции ^{100}Mo(^{4}He, $n+p$)^{103}Ru и техника газотермического извлечения ^{103}Ru из мишени.

Загрядский В.А., Кравец Я.М., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Смирнов А.А., Удалова Т.А., Унежев В.Н. 6 33

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ

Метод восстановления спектров короткопробежных частиц в реакциях поглощения π^--мезонов.

Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Розов С.В., Сандуковский В.Г., Чернышев Б.А. 4 30

Установка СПИН на У-70. Описание аппаратуры.

Антонов Н.Н., Викторов В.А., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Прудкогляд А.Ф., Романовский В.А., Семак А.А., Солодовников И.П., Терехов В.И., Уханов М.Н. 5 43

ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ

Широкополосные тракты усиления сигналов полупроводниковых детекторов излучения и частиц (*обзор*).

Пурыга Е.А., Хильченко А.Д., Квашнин А.Н., Моисеев Д.В., Иваненко С.В. 1 44

Измерение параметров детекторов передней сцинтилляционной стенки эксперимента BM@N.

Баранов А.Г., Басков В.А., Василенко В.К., Герасимов Д.П., Губер Ф.Ф., Дронов В.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Львов А.И., Морозов С.В., Полянский В.В., Салахутдинов Г.Х. 1 58

Метод улучшения энергетического разрешения при регистрации гамма-квантов органическим сцинтилляционным детектором BC-420.

Elif Ebru Ermis, Cuneyt Celiktas 3 10

Исследование детектора нейтронов радиационного монитора.

Лужанчук Я.В. 3 17

Лазерный стенд для тестирования кремниевых микростриповых детекторов.

Харламов П.И., Шитенков М.О., Дементьев Д.В., Леонтьев В.В., Меркин М.М. 3 21

Опыт разработки и создания детекторов тепловых нейтронов в НЭОКС ИБР-2 (*обзор*).

Белушкин А.В., Богдзель А.А., Боднарчук В.И., Даулбаев О., Журавлев В.В., Курилкин А.К., Куликов С.А., Литвиненко Е.И., Милков В.М., Петрова М.О., Приходько В.И., Подлесный М.М., Чураков А.В., Швецов В.В. 4 5

Энергетические характеристики двухканального сцинтилляционного спектрометра.
Алексеев В.И., Басков В.А., Варфоломеева Е.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С. 4 36

Применение метода временных измерений.
Elif Ebru Ermis, Cuneyt Celiktas 4 41

Альфа-детектор типа спинтарископ на основе многопиксельного счетчика фотонов.
Elif Ebru Ermis, Cuneyt Celiktas 4 46

Изготовление и характеристики композитных сцинтилляторов на основе литиевого стекла.
Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А. 4 51

Современные специализированные интегральные схемы для плоских резистивных счетчиков (*обзор*).
Усенко Е.А. 6 5

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ И ЦИФРОВЫХ СИСТЕМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Анализ надежности программного отказоустойчивого массива при организации системы долговременного хранения данных радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами.
Безруков И.А., Сальников А.И., Яковлев В.А., Вылегжанин А.В. 2 37

Реконструкция и моделирование экспериментальных данных с использованием тестовых измерений.
Новиков-Бородин А.В. 2 43

Блок управления оптическими часами на атомах тулия.
Головизин А.А., Сошенко В.В., Трегубов Д.О., Яушев М.О., Агапов Е.М., Мишин Д.А., Проворченко Д.И., Колачевский Н.Н. 6 38

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Усилители, измерители, преобразователи, источники питания

Широкополосные тракты усиления сигналов полупроводниковых детекторов излучения и частиц (*обзор*).
Пурыга Е.А., Хильченко А.Д., Квашнин А.Н., Моисеев Д.В., Иваненко С.В. 1 44

Измерительный комплекс оценки качества энергопреобразующей аппаратуры для испытания систем электроснабжения космических аппаратов.
Рекутов О.Г., Пучков А.Н., Пчельников В.А., Бубнов О.В., Юдинцев А.Г., Кремзуков Ю.А., Рулевский В.М. 2 52

Устройство заряда аккумуляторной батареи асимметричным током.
Шемолин И.С., Калашников И.В., Рулевский В.М., Осипов А.В. 2 57

Блок запуска управляемого разрядника.
Козлов А.А., Козлов А.В., Шурупов А.В., Гусев А.Н. 4 57

Модуль питания и связи автономных приборов.
Дёмко А.И., Семенов О.Ю. 4 152

Дистанционное измерение импеданса с длинной соединительной линией (*обзор*).
Иваницкий А.С., Кордо А.А., Бойко Л.И. 5 31

Импульсная техника

Установки для электроразрядных технологий и их технические применения (*обзор*).
Харлов А.В. 1 14

Мощные импульсные устройства для исследования реверсивно включаемых динисторов.
Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л. 3 34

Генератор мощных наносекундных импульсов на основе блока дрейфовых диодов с резким восстановлением и блока динисторов с ударной ионизацией.
Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л. 3 40

Программируемый формирователь импульсов в стандарте КАМАК.
Горохов С.А., Киряков А.А., Полковников М.К. 3 45

Блок запуска управляемого разрядника.
Козлов А.А., Козлов А.В., Шурупов А.В., Гусев А.Н. 4 57

Генерация прямоугольных импульсов на базе высоковольтных коммутаторов на транзисторной основе при работе в синхронном и асинхронном режимах.
Жарков Я.Е., Мошкунов С.И., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. 4 61

Исследование реверсивно включаемых динисторов в нетрадиционном режиме переключения субмикросекундными импульсами тока управления.
Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. 4 69

Блок динисторов с ударной ионизацией с высоковольтным обострителем импульсов в цепи управления.
Коротков С.В., Аристов Ю.В. 5 66

Коммутаторы мощных наносекундных импульсов тока на основе высоковольтных блоков динисторов с ударной ионизацией.
Коротков С.В., Аристов Ю.В., Коротков Д.А. 5 70

Схема возбуждения однородного барьерного разряда с повышенным удельным энерговкладом.
Юркин А.А. 5 75

СВЧ-техника

Использование одновременной перестройки нескольких управляющих параметров для стабилизации мощности излучения субтерагерцового гиротрона при перестройке частоты генерации.
Ананичев А.А., Седов А.С., Цветков А.И., Чекмарев Н.В. 2 68

Разработка и испытания устройства для регулирования и стабилизации мощного излучения миллиметрового диапазона.
Каменский М.В., Кошелев М.А., Орловский А.А., Седов А.С., Скороходов С.А., Цветков А.И. 3 29

ПЛАЗМЕННЫЕ И ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

Радиочастотный времяпролетный масс-анализатор ионов с малым расстоянием между планарными дискретными электродами.
Мамонтов Е.В., Громова З.Ф., Двойнин В.Н., Дятлов Р.Н., Шевяков А.Г. 1 63

Определение спектра импульсного ионного пучка по осциллограммам тока и напряжения.
Пушкарев А.И. 1 68

Влияние протока газа на эффективность плазменной системы очистки входного зеркала оптической диагностики ИТЭР “Активная спектроскопия”.
Рогов А.В., Капустин Ю.В. 1 77

Влияние металлических сеток на характеристики ионного пучка в лазерно-плазменном источнике.
Сатов Ю.А., Шумшуров А.В., Лосев А.А., Балабаев А.Н., Хрисанов И.А., Васильев А.А. 1 82

Разработка зондовой системы для измерения параметров плазмы и регистрации высокоэнергетичной части функции распределения электронов.
Сайфутдинов А.И., Сысоев С.С. 1 92

Экспериментальный стенд для исследования воздействия синхронной газовой инжекции на гашение мощной дуги.
Будин А.В., Богомаз А.А., Пинчук М.Э. 2 61

Экспериментальный комплекс для исследований высокоскоростных магнитогидродинамических течений.
Маслобоев И.А., Фомичев В.П., Шевченко А.Б., Ядренкин М.А. 3 48

Стенд для экспериментального исследования локальных параметров химически активной плазмы индукционного разряда.
Синцов С.В., Преображенский Е.И., Корнев Р.А., Водопьянов А.В., Мансфельд Д.А. 3 56

Инициализация разряда в системе очистки входного зеркала диагностики “Активная спектроскопия” реактора ИТЭР при использовании термоэмиссионного катода.
Рогов А.В., Капустин Ю.В. 3 63

Метод исследования наносекундных процессов в плазме микропинчевого разряда.
Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. 4 77

Микроволновый источник нетермальной плазмы атмосферного давления на основе волноводного моста.
Горбатов С.А., Иванов И.А., Тихонов В.Н., Тихонов А.В. 4 149

Устройство для разделения стабильных изотопов в плазме методом ионно-циклотронного резонанса.
Потанин Е.П. 5 79

Квадрупольная антенна и диагностический комплекс для ионного циклотронного нагрева плазмы и генерации токов увлечения в стеллараторе Л-2М.
Мещеряков А.И., Гришина И.А., Вафин И.Ю. 5 88

Эффект насыщения коэффициента вторичной эмиссии в умножителях на основе микроканальных пластин.
Ершов К.С., Кочубей С.А., Бакланов А.В. 6 46

Компрессия пучка быстрых атомов аргона для полирования поверхности.
Метель А.С., Григорьев С.Н., Волосова М.А., Мельник Ю.А., Мустафаев Э.С. 6 53

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ

Использование одновременной перестройки нескольких управляющих параметров для стабилизации мощности излучения субтерагерцового гиротрона при перестройке частоты генерации.
Ананичев А.А., Седов А.С., Цветков А.И., Чекмарев Н.В. 2 68

Субнаносекундный ускоритель электронов, состоящий из трех секций.
Тарасенко В.Ф., Алексеев С.Б., Бакшт Е.Х. 3 70

Источник радиально сходящихся низкоэнергетических сильноточных электронных пучков.
Кизириди П.П., Озур Г.Е. 6 61

ОПТИКА

Оптические приборы и измерения

Автоматизация установки для регистрации спектров фотолюминесценции на базе платформы Netduino.
Филатов А.Л., Бышевский-Конопко О.А., Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Кораблев Е.М. 1 97

Метод измерения передаточной функции цифровых камер, используемых в биомедицинских системах компьютерного зрения.
Пальчикова И.Г., Смирнов Е.С., Соленов Е.И., Искаков И.А. 2 73

Цифровое детектирование оптического сигнала в микроскопе ближнего оптического поля.
Казанцев Д.В., Казанцева Е.А. 2 79

Регистрация и анализ характеристик угловой селективности голограмм в фотополимерных материалах.
Пен Е.Ф., Вьюхина Н.Н., Твердохлеб П.Е., Васильев Е.В., Деревянко Д.И., Шелковников В.В., Алиев С.И. 2 99

Измерение температуры с помощью кремниевых микроинтерферометров Фабри–Перо методом спектральной низкокогерентной интерферометрии.
Потапов В.Т., Жамалетдинов Н.М. 3 77

Приставка к фурье-спектрометру для регистрации инфракрасных спектров жидкостей в паровой фазе.
Нехорошева Д.С., Таги-заде Х.Б.о., Клименко Л.С. 3 81

Фотовольтаический метод определения “быстрой” оси четвертьволновых пластинок.
Стяпшин В.М., Михеев Г.М. 4 84

Современные методы определения частотного сдвига рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в волоконно-оптической метрологии и сенсорике (*обзор*).
Кривошеев А.И., Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е. 5 5

Автоматизированный инструмент рефлектометрического исследования пироэлектрического эффекта в протонообменных канальных волноводах на основе ниобата лития.
Пономарев Р.С., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Шевцов Д.И., Карнаушкин П.В. 5 96

Технология производства линзованного оптического волокна с использованием оптического клея.
Кожевников В.С., Пономарев Р.С., Шмырова А.И. 6 68

Излучатели света, лазеры и лазерные приборы

Компактные пикосекундные диодные лазеры.
Воропай Е.С., Ермалицкая К.Ф., Ермалицкий Ф.А., Радько А.Е., Ржеуцкий Н.В., Самцов М.П. 1 100

Измеритель параметров полей излучения импульсных полупроводниковых лазеров в широком диапазоне температур.
Аракчеев П.В., Безделов В.Л., Бурый Е.В., Данилов А.И., Сапожников С.М., Семеренко Д.А., Ударов И.Ю., Шлеменков А.Л. 5 107

Узкополосный параметрический генератор света на основе периодически-поляризованной структуры ниобата лития с объемной брэгговской решеткой.
Костюкова Н.Ю., Ерушин Е.Ю., Бойко А.А., Колкер Д.Б. 6 78

АКУСТИКА, ВЫСОКИЕ ДАВЛЕНИЯ

Использование метода оптического рычага для получения ударных адиабат материалов.
Таржанов В.И. 1 106

Исследование процесса растяжения армирующих волокон и однонаправленного ламината до разрушения с применением акустической эмиссии.
Махутов Н.А., Матвиенко Ю.Г., Иванов В.И., Васильев И.Е., Чернов Д.В. 2 109

Усовершенствованная универсальная установка гидростатического давления с пневмоусилителем для исследования электрических и термических эффектов в полупроводниках при воздействии всестороннего гидростатического давления.
Хамидов Р., Маматкаримов О. 2 118

РЕНТГЕНОВСКАЯ ТЕХНИКА

Влияние режима работы рентгеновской трубки на юстировку дифрактометра.
Альмухаметов Р.Ф., Давлетшина А.Д., Камалтдинов И.Т. 1 120

Фокусирующая оптика скользящего падения для рентгеновских телескопов (*обзор*).
Лидер В.В. 2 8

Сравнительные характеристики методов измерения спектров импульсного рентгеновского излучения.
Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. 4 90

МАГНИТНЫЕ ПРИБОРЫ

Двумерные поверхностные спиновые волны в динамических магнонных кристаллах, создаваемых поверхностной акустической волной в пленках ЖИГ.
Медведь А.В. 2 122

Двухступенчатый холловский магнитометр с улучшенными характеристиками, обеспечиваемыми сенсором из высокотемпературного сверхпроводника.
Ростами Х.Р. 3 87

Ударный магнит для вывода пучка из Бустера в канал “Бустер–Нуклотрон” комплекса NICA.
Анчугов О.В., Шведов Д.А., Киселев В.А., Журавлев А.Н., Синяткин С.В., Бажутов Д.И., Тузиков А.В., Фатеев А.А., Петухов А.С. 3 100

Сверхпроводниковая магнитная система спектрометра ядерного магнитного резонанса на частоте 400 МГц.
Таряник Н.В., Варюхин Д.В., Федюк Д.О. 4 94

Соленоидальная линза для экспериментов по сверхбыстрой электронной дифракции.
Шведунов Н.В., Бобылев Д.А., Сиомаш М.Д., Шведунов В.И. 6 87

РАДИОМЕТРИЯ

Текущие характеристики полей ионизирующих излучений облучательной установки реактора ИБР-2 для исследований радиационной стойкости материалов.
Петрова М.О., Булавин М.В., Рогов А.Д., Ыскаков А., Галушко А.В. 3 5

Исследование некоторых свойств минеральных удобрений с использованием гамма- и рентгеновской флуоресцентной спектрометрии.
Canel Eke 3 108

Дозиметрический контроль в угольных шахтах как мера повышения безопасности угледобычи.
Алукер Н.Л., Артамонов А.С., Herrmann M. 4 98

Разработка виртуального многоканального анализатора для использования в радиационной спектрометрии.
Gozde Tektas, Cuneyt Celiktas. 5 114

Измерение кумулятивного выхода радиоизотопа ^{103}Ru в мишени из $^{100}MoO_3$ по реакции ^{100}Mo(^{4}He, $n+p$)^{103}Ru и техника газотермического извлечения ^{103}Ru из мишени.
Загрядский В.А., Кравец Я.М., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Смирнов А.А., Удалова Т.А., Унежев В.Н. 6 33

ЭКОЛОГИЯ

Экспериментальный стенд для исследования воздействия синхронной газовой инжекции на гашение мощной дуги.
Будин А.В., Богомаз А.А., Пинчук М.Э. 2 61

Низкотемпературный газоанализатор с иммерсионной диодной оптопарой в экспресс-мониторинге пожароопасного парообразования выбросов сжиженного природного газа.
Загнитько А.В., Мацуков И.Д., Пименов В.В., Сальников С.Е., Федин Д.Ю., Вельмакин С.М., Алексеев В.И. 4 155

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, АСТРОНОМИЯ

Фокусирующая оптика скользящего падения для рентгеновских телескопов (*обзор*).
Лидер В.В. 2 8

Измерительный комплекс оценки качества энергопреобразующей аппаратуры для испытания систем электроснабжения космических аппаратов.
Рекутов О.Г., Пучков А.Н., Пчельников В.А., Бубнов О.В., Юдинцев А.Г., Кремзуков Ю.А., Рулевский В.М. 2 52

Телескоп для получения изображений Солнца на малоразмерных аппаратах типа кубсат.
Перцов А.А., Дятков С.Ю., Ерхова Н.Ф., Холодилов А.А., Лыков Д.В., Трушина А.А., Червинский В.И., Фатеев Ф.В., Греков А.В., Трифонов А.В., Лобода И.П., Богачев С.А., Кириченко А.С. 2 131

Блок управления научной аппаратурой для космических экспериментов с автоматическим вводом резерва.
Лисин Д.В. 3 159

Измерение распределения частиц по сечению тракта ускорителя для моделирования микрометеоритов с помощью индукционного датчика.
Пияков А.В., Телегин А.М. 4 106

Спектрограф для исследования атмосферы Земли.
Панчук А.В., Якопов К.Г. 6 95

Исследование изменения характеристик солнечных батарей при воздействии факторов космического пространства.
Калаев М.П., Родина А.В., Телегин А.М. 6 99

Портативная установка для детектирования заряженной компоненты космических лучей.
Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.Н., Стожков Ю.И., Соков С.В. 6 106

Наблюдения космических аппаратов на радиоинтерферометрическом комплексе “Квазар-КВО”.
Васильев М.В., Зимовский В.Ф., Мельников А.Е., Суркис И.Ф., Рахимов И.А., Олифиров В.Г., Дьяков А.А. 6 111

ПРИБОРЫ ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ

Моделирование градиентной системы для безгелиевого магнитно-резонансного томографа.
Багдинова А.Н., Рыбаков А.С., Демихов Е.И., Демихов Т.Е., Лысенко В.В., Тарасов В.П., Шумм Б.А., Дмитриев Д.С. 1 124

Устройство для регистрации физиологических параметров лабораторных животных.
Молодцов В.О., Смирнов В.Ю., Солнушкин С.Д., Чихман В.Н. 1 159

Установка на основе CO_2-лазера с обратной связью для автоматизированного прецизионного выпаривания биологических тканей.
Дмитриев А.К., Коновалов А.Н., Кортунов В.Н., Ульянов В.А. 2 138

Лабораторная установка для хроматографического выделения ^{186}Re без носителя из облученных мишеней из вольфрама.
Фуркина Е.Б., Курочкин А.В., Алиев Р.А., Загрядский В.А., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Унежев В.Н. 3 117

Техника регистрации спектров флуоресценции биоактивных препаратов и их математическая обработка.
Кудрявцева А.Д., Умаров М.Ф. 3 121

Измерение окислительных свойств нетермальной аргоновой СВЧ-плазмы с помощью ферросульфатного дозиметра.
Харламов В.А., Полякова И.В., Горбатов С.А., Маджидов И.М., Петрухина Д.И., Басырова Д.В., Глущенко Н.В., Иванов И.А., Тихонов В.Н., Тихонов А.В. 6 125

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗЕМЛИ

Установки для электроразрядных технологий и их технические применения (*обзор*).

Харлов А.В. 1 14

Зондовая диагностика и идентификация источников возмущения ионосферной замагниченной плазмы.

Шувалов В.А., Письменный Н.И., Кочубей Г.С., Лазученков Д.Н. 2 142

Многоканальный аналого-цифровой преобразователь для сейсмоакустических приложений.

Зверев А.С., Гайнанов В.Г. 2 158

Радиолокационный метод определения угла крена летательного аппарата.

Гулько В.Л., Мещеряков А.А., Блинковский Н.К. 3 126

Исследование характеристик рассеяния радиооптических уголковых отражателей направленного действия в составе навигационных линейных створов.

Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Мещеряков А.А. 5 121

Поляризационно-модуляционный метод формирования радиолокационного изображения земной поверхности.

Гулько В.Л., Мещеряков А.А. 6 130

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Общие вопросы

Установка по измерению спектральной дисперсии квантового выхода.

Ермачихин А.В., Воробьев Ю.В., Трусов Е.П. 1 134

Установка для определения термомеханических свойств микропроволок из сплавов с эффектом памяти формы.

Калашников В.С., Коледов В.В., Кучин Д.С., Петров А.В., Шавров В.Г., Быбик М.С., Несоленов А.В. 1 139

Регистрация быстропротекающих процессов скоростной камерой Наногейт-22/16.

Герасимов С.И., Крутик М.И., Роженцов В.С., Сироткина А.Г., Тотышев К.В. 3 135

К возможности использования стеклянных капилляров в качестве зонда атомно-силового микроскопа, работающего в гибридной моде.

Жуков А.А., Романова С.Г. 3 141

Исследование вибрационного воздействия на пьезорезистивный датчик давления.

Cao Yuxiao, Chen Chunjun, Deng Chao 4 115

Дистанционное измерение импеданса с длинной соединительной линией (*обзор*).

Иваницкий А.С., Кордо А.А., Бойко Л.И. 5 31

Установка для количественного определения газообразных продуктов деления в облученных нейтронами материалах.

Тарасиков В.П. 5 128

Автономная система регистрации оптического сигнала в режиме счета фотонов.

Зайцев Н.Г., Надеев А.И. 6 135

Тонкие слои, микро- и наночастицы

Применение стандартной полуконтактной моды атомно-силового микроскопа для локального исследования электронной системы углеродных нанотрубок в условии вакуума.

Жуков А.А. 1 143

Газы и жидкости

Экспериментальный стенд для исследования растворимости и фазовых переходов в системе “углеводород–сверхкритический CO_2” в широком диапазоне давлений и температур.

Радаев А.В., Мухамадиев А.А., Сабирзянов А.Н. 1 148

Исследование термического газовыделения ма териалов, используемых в высоковакуумных системах.

Бурдаков А.В., Варанд А.В., Краснов А.А., Мешков О.И., Михайленко М.А., Семенов А.М., Толочко Б.П., Шошин А.А. 3 146

Стенд для исследования проницаемости мембран при взаимодействии с газообразным водородом.

Голубева А.В., Хвостов Р.П., Черкез Д.И., Бобырь Н.П., Шкурыгин Д.М., Спицын А.В. 5 132

Тепловые и криогенные приборы

Метод безэлектродного контактирования пьезоэлемента в иммерсионном преобразователе для использования в высокотемпературных проводящих жидких средах.

Шаповалов О. 1 154

Погружной микрокриостат растворения для СВЧ-спектроскопии и магнитного резонанса.

Смирнов А.И., Солдатов Т.А., Эдельман В.С. 4 131

Простая герметичная камера с контролируемой температурой для оптической микроскопии.

Галиуллин А.А., Мартанов С.Г., Скориков М.Л., Колобкова Е.В., Кузнецова М.С., Кунцевич А.Ю. 6 137

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование характеристик антенны Вивальди.

Шошин Е.Л. 3 152

Демонстрационный эксперимент по резонансным колебаниям маятника для студенческого практикума по физике.

Глазков В.Н., Ракитин М.П. 4 143

Установка для изучения электролюминесценции в газообразном ксеноне.

Акимов Д.Ю., Болоздыня А.И., Архангельский Д.М., Пинчук А.В. 5 145

Удаленная лаборатория для проектирования систем ориентации малых космических аппаратов.

Лелеков А.Т., Курешов В.А. 5 154

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Устройство для регистрации физиологических параметров лабораторных животных.

Молодцов В.О., Смирнов В.Ю., Солнушкин С.Д., Чихман В.Н. 1 159

Блок управления научной аппаратурой для космических экспериментов с автоматическим вводом резерва.

Лисин Д.В. 3 159

Микроволновый источник нетермальной плазмы атмосферного давления на основе волноводного моста.

Горбатов С.А., Иванов И.А., Тихонов В.Н., Тихонов А.В. 4 149

Модуль питания и связи автономных приборов.

Дёмко А.И., Семенов О.Ю. 4 152

Низкотемпературный газоанализатор с иммерсионной диодной оптопарой в экспресс-мониторинге пожароопасного парообразования выбросов сжиженного природного газа.

Загнитько А.В., Мацуков И.Д., Пименов В.В., Сальников С.Е., Федин Д.Ю., Вельмакин С.М., Алексеев В.И. 4 155

Автономная система регистрации оптического сигнала в режиме счета фотонов.

Зайцев Н.Г., Надеев А.И. 6 135

Простая герметичная камера с контролируемой температурой для оптической микроскопии.

Галиуллин А.А., Мартанов С.Г., Скориков М.Л., Колобкова Е.В., Кузнецова М.С., Кунцевич А.Ю. 6 137

EDN: JVZWIL
ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 160–164

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S003281622206026X

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А., Болоздыня А.И., Васин А.А., Галаванов А.В., Гусаков Ю.В., Коваленко А.Г., Козлова Е.С., Коновалов А.М., Корноухов В.Н., Кумпан А.В., Лукьяшин А.В., Пинчук А.В., Разуваева О.Е., Рудик Д.Г., Симаков Г.Е., Сосновцев В.В., Хромов А.В., Шакиров А.В., Этенко А.В. Электронный шум, генерируемый космическими мюонами в двухфазном ксеноновом эмиссионном детекторе РЭД-100. – 9 с., 7 рис.

Показано, что рабочий объем двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100, работающего в условиях наземной лаборатории и использующего жидкий ксенон в качестве рабочего вещества, является источником одноэлектронных шумовых сигналов с характерной частотой ~200 кГц. Обсуждаются возможные механизмы генерации такого рода шумов и методы их подавления.

Акиндинов А.В., Балыгин К.А., Грищук Ю.В., Ипполитов М.С., Лебедев В.А., Манько В.И., Сибиряк Ю.Г., Арефьев В.А., Водопьянов А.С., Горбунов Н.В., Кузьмин Н.А., Номоконов П.В., Петухов Ю.П., Руфанов И.А., Будников Д.В., Грачев Д.В., Вихлянцев О.В., Деманов В.А., Завьялов Н.В., Курякин А.В., Тумкин А.Д., Фильчагин С.В., Шмонин Г.А. Временное и энергетическое разрешения прототипов электромагнитного калориметра на основе кристаллов вольфрамата свинца. – 17 с., 7 рис.

Приведены результаты измерений временного и энергетического разрешений для четырех прототипов электромагнитного калориметра PHOS эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере ЦЕРН. Каждый из прототипов состоит из девяти одинаковых детектирующих элементов, собранных в виде матрицы 3 × 3. Основой детектирующего элемента является неорганический сцинтиллирующий кристалл вольфрамата свинца $PbWO_4$ длиной 180 мм с поперечным сечением 22 × 22 мм^2, просматриваемый с торца фотодетектором. В качестве фотодетекторов использовались лавинные фотодиоды и кремниевые фотоумножители с различной чувствительной площадью (HAMAMATSU, Япония). Измерения проведены при температуре 17.5°C на электронной компоненте вторичных пучков частиц протонного синхротрона PS в ЦЕРН в диапазоне импульсов от 1 до 10 ГэВ/*c*.

Волков В.В., Голубева М.Б., Губер Ф.Ф., Зубанков А.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Петухов О.А. Передние детекторы установки BM@N и изучение их отклика на пучке ионов углерода в эксперименте SRC. – 14 с., 12 рис.

В рамках модернизации эксперимента BM@N был создан ряд передних детекторов: передний адронный калориметр FHCal для измерения энергии фрагментов-спектаторов, а также пучковый кварцевый годоскоп FQH и сцинтилляционная стенка ScWall для их идентификации. Эти детекторы предназначены для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектаторов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях. Приводятся результаты исследования отклика передних детекторов, полученные в эксперименте SRC по изучению короткодействующих корреляций в реакции взаимодействия ионов углерода с импульсом 3.5 *A*ГэВ/*c* в жидководородной мишени.

Горбунов А.В., Карманов Д.Е. Применение схемы емкостного деления сигнала для уменьшения числа каналов считывания многоканальных кремниевых детекторов с *p*–*n*-переходом. – 18 с., 18 рис.

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

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

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

Дементьев Д.В., Шитенков М.О., Леонтьев В.В., Сухов Н.В., Шереметьев А.Д., Мурин Ю.А. Соотношение сигнал/шум модуля кремниевой трековой системы эксперимента BM@N. – 14 с., 10 рис.

Модуль с двусторонним микростриповым кремниевым сенсором является базовым элементом кремниевой трековой системы (КТС) эксперимента BM@N. Основным параметром для трековой системы физического эксперимента в области физики высоких энергий является соотношение сигнал/шум, которое определяется комплексным влиянием параметров детектора и считывающей электроники. В статье представлена аналитическая модель различных источников шума, а также рассматриваются параметры, определяющие эффективность сбора заряда с детектора. Приведены результаты измерений шума для различных конфигураций модуля, отличающихся размером сенсора и длиной

сигнального кабеля, соединяющего стрипы сенсора с входными цепями считывающей электроники. Приводятся результаты измерений сигнала от β-источника ^{106}Ru. Показано, что соотношение сигнал/шум для модулей КТС составляет не ниже 18.

Дементьев Д.В., Шитенков М.О., Харламов П.И., Воронин А.Л., Меркин М.М., Мурин Ю.А. Пучковые испытания прототипа системы обработки данных кремниевой трековой системы эксперимента BM@N. – 11 с., 9 рис.

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

Титов А.И., Брагин С.Е., Володкевич О.М., Гаврилов С.А. Томография поперечного фазового портрета пучка сильноточного линейного ускорителя ионов водорода. – 22 с., 21 рис.

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

ЭЛЕКТОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Безуглов В.В., Брязгин А.А., Власов А.Ю., Воронин Л.А., Дрогунов Е.В., Коробейников М.В., Максимов С.А., Нехаев В.Е., Пак А.В., Радченко В.М., Сидоров А.В., Ткаченко В.О., Штарклев Е.А. Система питания для промышленных ускорителей электронов типа ИЛУ. – 7 с., 6 рис.

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

Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Чумерин П.Ю. Малогабаритный импульсный магнетронный генератор СВЧ на основе твердотельного коммутатора. – 10 с., 7 рис.

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

Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. Методика оценки величины генерируемой мощности оротронов с двухрядной периодической структурой в диапазоне 180–400 ГГц. – 8 с., 5 рис.

Описана методика оценки величины генерируемой мощности экспериментальными макетами оротронов с двухрядной периодической структурой, работающих в импульсном режиме с длительностью импульса $2 \cdot 10^{-6}$ с и периодом следования 0.02 с в диапазоне частот от 180 до 400 ГГц. Для реализации методики создан стенд для проведения измерений ослабления СВЧ-тракта в широком частотном диапазоне (180–400 ГГц) на основе ламп обратной волны ОВ-66 (180–260 ГГц) и ОВ-65 (260–360 ГГц), непакетированных в магнитную фокусирующую систему, и показана возможность их работы в импульсном режиме питания с большой скважностью.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Булатов К.М., Зинин П.В., Носов П.А., Храмов Н.А. Измерение распределений температуры и интенсивности инфракрасного лазерного излучения на поверхности твердого тела в ячейке высокого давления. – 11 с., 8 рис.

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

Градобоев А.В., Орлова К.Н., Жамалдинов Ф.Ф. Потери мощности излучения в светодиодах. – 13 с., 7 рис.

На основании анализа известных литературных данных и структуры конструктивно оформленных светодиодов предложена классификация потерь мощно-

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

Заровский А.И., Андреев С.В., Воробьев Н.С., Горностаев П.Б. Искажения фокусировки в электронно-оптической камере на высоких скоростях развертки. – 8 с., 3 рис.

Проведены измерения временного и пространственного разрешения электронно-оптической камеры PS-1/S1 в зависимости от скорости развертки. Камера имеет электронно-оптический преобразователь ПИФ-01 с отклоняющими пластинами развертки конденсаторного типа. Показано, что получение минимальной полуширины пространственно-временной аппаратной функции по двум взаимно перпендикулярным направлениям (времени и пространству) может быть достигнуто подбором оптимального напряжения на фокусирующем электроде. Экспериментально определена разница оптимальных статических и динамических напряжений фокусировки по пространству и времени, которая составила 450 В для скорости развертки $1.56 \cdot 10^{10}$ см/с. Выполнено компьютерное моделирование процессов, влияющих на оптимальное разрешение.

Кулиш М.И., Емельянов А.Н., Голышев А.А., Дудин С.В., Шахрай Д.В. Реализация двухпроводных и четырехпроводных схем измерения электросопротивления в динамическом эксперименте. – 14 с., 10 рис.

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

Семенов К.Ю., Гембух П.И., Тригуб М.В. Малогабаритный CuBr-лазер с высокочастотным блоком заряда накопительного конденсатора. – 8 с., 5 рис.

Представлены результаты разработки малогабаритного лазера на парах бромида меди с импульсным зарядом рабочей емкости. Особенностями разработанного устройства являются высокочастотный режим заряда рабочей емкости (свыше 200 кГц)), а также частота следования импульсов генерации, которая может варьироваться от 12 до 36 кГц. При возбуждении активного элемента (длина 50 см, диаметр 2 см) с помощью разработанного источника достигнута мощность генерации 1.6 Вт при частоте следования импульсов 36 кГц. При этом мощность источника питания составляла 750 Вт.

Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Наумов П.Ю., Салахутдинов Г.Х. Исследования спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы гибридного Х-пинча. – 10 с., 5 рис.

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

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Canel Eke. Gamma-ray attenuation characteristics of various chemical fertilizers. – 10 p., 8 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The objective of this work is to examine gamma-ray attenuation characteristics of various chemical fertilizers between 81 and 1332 keV photon energies. The chemical fertilizers were labelled from F_1 to F_8. The experimental and theoretical mass attenuation coefficients (MACs) of chemical fertilizers were calculated and compared. Theoretical values of MACs are higher than experimental values of the MACs. The F_4 has the smallest half value layers, tenth value layers and mean free paths except for 81 keV photon energy in the studied chemical fertilizers. Excluding 81 keV photon energy, radiation protection efficiency values of F_4 are the highest in the studied chemical fertilizers. It can be concluded that F_4 has better radiation attenuation characteristics between 276 and 1332 keV photon energies. The transmission factors of studied chemical fertilizers ascend with enhancement of photon energy. The effective atomic numbers of F_1 are higher than other samples. The effective electron densities of F_1 are higher than other samples between 81 and 384 keV photon energies and those of F_2 are higher than other samples between 662 and 1332 keV photon energies.

Yulkifli, Kelvin Septa Dewantara, Mona Berlian Sari, Ramli, Fakhrur Razi, Windri Handayani. A low-cost digital spectrophotometer for heavy metal absorbance measurements. – 9 p., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

These days, environmental pollution by heavy metal is a serious public concern. A low-cost and an environmental-friendly equipment is rigorously needed to measure heavy metal existed. In this work, we developed a low-cost spectrophotometer to measure heavy metal absorbance by using TCS3200 sensor. The sensor is used to sense the color gradation from dissolved heavy metal. System developed is highly sensitive, cost-effective, user friendly, IoT-enabled and connected to smartphone-based Android operating system. Heavy metal materials that used in this work are $FeCl_3$, $NiSO_4$, and $CuSO_4$. We found that the increasing of the heavy metals concentration affects to the reduction of the sensor frequency. Equipment system developed shows good performance in measurement of heavy metal concentration. For $FeCl_3$ material, the average accuracy is found to be 95.5% and the precision is 98.7%. For $NiSO_4$, the average accuracy is 96% and precision is 98.3%. For $CuSO_4$ material, the average accuracy is 99.3% and precision is 99.8%. Total amount of production cost less than 20$. Detail on the research is described in this paper.

Большаков О.С., Бубнов Г.М., Вдовин А.В., Вдовин В.Ф., Гладышев В.О., Гунбина А.А., Дубрович В.К., Землянуха П.М., Кауц В.Л., Красильников А.М., Леснов И.В., Мансфельд М.А., Минеев К.В., Шарандин Е.А. Мобильный полноповоротный радиометрический комплекс для астрономических и атмосферных исследований. – 12 с., 9 рис.

Представлены результаты разработки радиометрического комплекса для астрономических и атмосферных исследований в 3-миллиметровом диапазоне длин волн.

Радиометр собран по модуляционной схеме с механическим обтюратором, реализованным на сверхразмерных квазиоптических волноводах. В качестве антенной системы использована антенна Кассегрена с диаграммой направленности 1° по уровню −3 дБ. Калибровка осуществляется по встроенному генератору шума. Для наблюдений в выделенной области небесной сферы приемная часть комплекса вместе с антенной размещена на двухкоординатном опорно-поворотном устройстве. Управление, сбор и обработка экспериментальных данных осуществляются в удаленном режиме с помощью разработанного авторами программного обеспечения.

Дунин Н.В., Дунин В.Б., Савинов С.А., Рыбаков А.С., Майбуров С.Н., Багдинова А.Н., Демихов Е.И. Прецизионная аппаратура для измерения сверхслабого оптического излучения от биокультур. – 8 с., 12 рис.

Разработана и изготовлена аппаратура для регистрации сверхслабого оптического излучения от биокультур. Создан малогабаритный блок регистрации оптического излучения в режиме счета фотонов на основе чувствительных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) со схемой дифференциального дискриминатора в каждом канале ФЭУ. Созданная четырехканальная система детекторов предназначена для регистрации и обработки электромагнитных колебаний, генерируемых микроорганизмами в активной и покоящихся фазах. Изучены характеристики излучения, испускаемого биокультурой сахаромицет boulardii.

Завьялов П.С., Кравченко М.С., Савинов К.И., Савченко М.В., Белобородов А.В. Высокоточные измерения термодеформаций рефлекторов космических аппаратов. – 17 с., 12 рис.

Представлены результаты измерений термодеформаций поверхностей, полученные при испытаниях рефлекторов при воздействии на них факторов космического пространства. Объекты имеют параболическую и гиперболическую формы, их диаметр от 600 до 1200 мм, термодеформации измеряются на разных этапах термоциклирования. Оценка погрешности выполненных на основе термовакуумной камеры измерений составила менее 1 мкм.

Казаков В.В., Каменский В.А. Дистанционный индикатор температуры торца оптоволокна для задач лазерной хирургии. – 8 с., 2 рис.

Для лазерного скальпеля разработан метод контроля температуры на торце его оптоволокна с конвертером путем возбуждения в нем ультразвуковых импульсов продольных и изгибных волн и измерения времени задержки их распространения. Для возбуждения в сердцевине оптоволокна ультразвуковых волн на частоте 1.1 МГц с помощью пьезоэлемента из ЦТС-19 использовался метод клина. В качестве материала клина использовался сплав Розе, а для его закрепления на защитной оболочке оптоволокна – навитая на нем тонкая проволока. Измерение задержек ультразвуковых импульсов определялось методом стробирования сигналов для дальностей локации, соответствующих отражению от рабочего торца оптоволокна. При превышении установленных значений температур вырабатывается цифровой сигнал для звуковой сигнализации и для схемы управления лазером с целью уменьшения мощности излучения.

Федоров А.А., Дубов В.В., Ермакова Л.В., Бондарев А.Г., Карпюк П.В., Коржик М.В., Кузнецова Д.Е., Мечинский В.А., Смыслова В.Г., Досовицкий Г.А., Соколов П.С. $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$:Ce-сцинтилляционные керамические элементы для измерения ионизирующего излучения в газообразных и жидких средах. – 9 с., 3 рис.

Впервые методом 3D-печати получены образцы сетчатых сцинтилляционных керамических элементов сложной формы на основе граната $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$:Ce для использования в сцинтилляционных проточных детекторах α-, β- и γ-излучения в газообразных и жидких средах. Описан способ их получения, представлены результаты измерений выхода сцинтилляций при облучении α-частицами образцов керамических элементов, предложены пути улучшения их сцинтилляционных характеристик. Рассмотрена возможность их применения в негомогенных проточных сцинтилляционных ячейках, используемых в высокоэффективной жидкостной хроматографии. Отмечаются уникальные возможности технологии 3D-печати при создании детекторных элементов сложной формы с оптимизированной эффективностью.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Imtiaz Noor Bhatti, Pramanik A.K. Laboratory-constructed instrumentation for the characterization of first and higher-order harmonics of dynamic susceptibility: a low cost AC susceptometer. – 13 p., 5 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Ac susceptibility offers a very useful tool to probe spin dynamics in magnetic materials, superconductors, spin glasses, etc. A home built low cost ac susceptometer proved to be a useful setup to study such materials in an economic way. In this paper, we present the design and fabrication of a low field ac susceptibility measuring instrument (home-built) working down to liquid nitrogen temperature. This instrument offers susceptibility measurement in the frequency range of 1 Hz to 100 kHz and ac field up to 10 Oe. Moreover, in addition to first order, higher-order susceptibility can also be measured as a function of temperature, frequency, and field. Calibration has been done with Gd_2O_3. Measurement has been made on different samples to check the correctness of the data and presented in the last section of this paper.

Xiaohe Xiong, Huawei Liu. Experimental study on temperature, soot volume fraction distributions, and self-absorption effect of a laminar diffusion flame. – 6 p., 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In this paper, an axisymmetric ethylene laminar diffusion flame generated with 194 ml/min ethylene and 284 l/min air is experimentally investigated. A hyperspectral imaging device was used to capture radiation images at multiple wavelengths. In order to reduce errors caused by the data capturing time difference, the device was placed on its side, thereby making the data that was at the same height away from the fuel nozzle captured almost at the same time. The radiation transfer process was iteratively reconstructed while considering the self-absorption effect, and using a method that searched the temperature which had an inversely fitted spectral line closest to the reconstructed one. Moreover, a method that traces discrete radiation beams and records energy absorbed during transfer for quantitatively analyzing the self-absorption effect is also proposed. Analysis was also conducted. Results show that, at the flame root, the main reaction takes place beyond the areas right above the fuel nozzle. As height increases, the most violent reaction areas move inside. Quite a lot of soot aggregates exist in the flame center of the upper part of the flame. The self-absorption effect has more influence on the areas with lower temperatures and higher soot volume fractions.

Афанасенко С.С., Гнатовский Е.Р., Григорьев Д.Н., Талышев А.А., Тимофеев А.В., Щербаков Р.И. Автоматизированный многофункциональный стенд для массового измерения характеристик *p–i–n*-фотодиодов. – 6 с., 4 рис.

Разработан высокопроизводительный автоматизированный многофункциональный стенд для контроля параметров *p–i–n*-фотодиодов в массовом производстве. Стенд позволяет одновременно подключать до

16-ти фотодиодов и последовательно проверять их характеристики: темновой ток, емкость при рабочем напряжении и величину отклика на световой сигнал.

Ботов Е.В., Иконников В.Н., Корнев Н.С., Митин Е.С., Назаров А.В., Седов А.А., Трегубенко Д.А. Стенд "Микроскоп" для поверки микроволновых радиоинтерферометров. – 7 с., 5 рис.

Описаны устройство и принцип действия стенда "Микроскоп" для определения погрешности измерения перемещений отражающей поверхности. Стенд создан на основе инструментального микроскопа БМИ-1, в качестве эталона сравнения в составе стенда используется стеклянная штриховая мера 2-го класса точности. Дана теоретическая оценка инструментальной погрешности измерения перемещений отражающей поверхности с помощью стенда. Приведены методика поверки микроволновых радиоинтерферометров при помощи разработанного стенда и результаты испытаний микроволнового радиоинтерферометра по представленной методике.

Ермалицкий Ф.А., Ермалицкая К.Ф., Лукьянов В.Н., Вязников А.Н., Кирпиченко Р.В., Мамаева Г.А., Радько А.Е., Самцов М.П., Филипова О.А. Временные характеристики одноэлектронных фотоумножителей ФЭУ-175, ФЭУ-186 с джиттером 0.4 нс.

Представлены результаты исследований временных характеристик (счетных, распределений амплитуд одноэлектронных импульсов, разброса времени прохождения сигналов (джиттера) при воздействии излучением пикосекундных диодных лазеров в спектральном диапазоне 405–780 нм) быстродействующих фотоумножителей ФЭУ-175 и ФЭУ-186 производства АО ЦНИИ "Электрон" (Санкт-Петербург). ФЭУ-175 и ФЭУ-186 соответственно оснащены бищелочным и мультищелочным фотокатодами, их рабочий спектральный диапазон составляет 250–650 и 250–800 нм соответственно. Усиление сигналов обеспечивает 14-динодная система умножения, при этом время нарастания импульсной характеристики ФЭУ не превышает 1.5 нс, а джиттер составляет около 0.4 нс. Данные ФЭУ могут использоваться в качестве фотодетекторов в одноквантовых кинетических спектрометрах с субнаносекундным разрешением и в других быстродействующих оптоэлектронных регистраторах.

Конюхов А.И. Бездисперсионный оптический датчик газа с временным разделением опорного и измерительного сигналов. – 12 с., 6 рис.

Описана конструкция бездисперсионного оптического инфракрасного датчика газа с двумя источниками инфракрасного излучения и одним приемником. Продемонстрирована работа устройства с временным разделением измерительного и опорного сигналов. Для контроля старения источников излучения используется фототранзистор. Датчик предназначен для определения концентрации метана в воздушно-газовой смеси с объемной долей метана не более 2.2%. Предложенная конструкция позволяет определять концентрацию с точностью ±0.1% объемной доли метана в диапазоне температур от –20 до +50°C при скорости изменения температуры не более 2°C/мин.

Мамаев А.И., Мамаева В.А., Беспалова Ю.Н., Баранов П.Ф. Оборудование для изучения импульсных микроплазменных процессов в водных растворах. – 10 с., 7 рис.

Разработано оборудование и программное обеспечение для проведения потенциометрических, амперометрических, вольт-амперометрических измерений во время импульсного микроплазменного оксидирования в водных растворах электролитов. Комплексная установка позволяет определять скорости плазменных и электрохимических процессов в растворах электролитов, потенциалы зажигания и гашения плазменных разрядов, постоянную времени переходного процесса, а также исследовать влияние гидродинамических факторов, определять толщину покрытия и тип сплава.

Семенов А.П., Цыренов Д.Б.-Д., Семенова И.А. Планарный магнетрон с ротационным центральным анодом, распыляемым ионным пучком. – 7 с., 5 рис.

Разработан планарный магнетрон с ротационным центральным анодом. Центральный плоский анод, выполняющий функции мишени, распыляемой ионным пучком, установлен с возможностью вращения и под углом 45°–50° относительно направления падения распыляющего ионного пучка, причем ось вращения анода совпадает с осью симметрии ионного пучка. Расчет коэффициента распыления медного центрального анода магнетрона показывает, что при наклонном падении распыляющих ионов и прочих равных условиях обеспечивается рост коэффициента распыления медного анода магнетрона с 6 до 9 атомов на один падающий ион, при этом достигается максимальная кучность распыленных атомов меди на ростовой поверхности подложек. Планарный магнетрон предлагаемой конструкции имеет более широкие функциональные возможности, в частности, при синтезе наноструктурированных композитных покрытий TiN-Cu. Однородная глобулярная структура ростовой поверхности покрытия TiN-Cu с размерами глобул в пределах 50–100 нм указывает на нормальный (негранный) механизм роста. Микротвердость покрытий составляет примерно 42 ГПа.

Семенов Э.В., Малаховский О.Ю. Измерение малых потерь на поляризацию полупроводникового материала в готовых диодах. – 12 с., 7 рис.

Рассмотрен способ измерения потерь на поляризацию полупроводникового материала в области пространственного заряда готового диода. Показано, что измерение может быть выполнено методом сравнения с мерой емкостной добротности при помощи измерителей импеданса общего применения в лабораториях без стабилизации микроклимата и экранирования электромагнитных полей. Для исключения дрейфовой погрешности в этих условиях предлагается многократное регулярное переключение объекта измерения и меры. В результате тангенс угла потерь на поляризацию величиной $1.9 \cdot 10^{-4}$ удалось измерить с погрешностью ±16%.

Трегубенко А.А., Мелик-Шахназаров В.А., Стрелов В.И., Безбах И.Ж. Динамические характеристики активных двухконтурных виброзащитных устройств с подавленным резонансом несущей плиты. – 11 с., 5 рис.

Исследованы динамические характеристики активных виброзащитных устройств, состоящих из несущей плиты (установленной на упругих опорах), симметричной группы акселерометров, сервисных движителей и электрических цепей, раздельно управляющих шестью модами колебаний плиты. Система характеризуется понижением фазы на 180° в области механического резонанса плиты и таким же понижением фазы, вызванным электромеханическим резонансом сервисных движителей. Для того чтобы фазовые ограничения не снижали эффективность устройства (ширину активного диапазона частот, коэффициент пропускания вибраций), разработаны двухконтурные цепи управления, подавляющие резонанс несущей плиты. В таких устройствах достигаются следующие параметры: коэффициент пропускания шумов ≈–60 дБ, активный диапазон частот 0.2–400 Гц для наземных лабораторных/цеховых применений и 0.02–200 Гц для применения на космических аппаратах.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2022, № 6, с. 165–168

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах.

В 2022 г. наш журнал открывает новый раздел по тематике “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”. Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ. Мы надеемся, что авторы этого раздела будут представлять не только текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами. Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как “дополнительные материалы” к статье (https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/supplementary-materials/).

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте https://link.springer.com/ (для англоязычных журналов) и https://elibrary.ru (для русскоязычных журналов).

Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале – только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок – график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описание достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/supplementary-materials/. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них – 2 страниц и 1 рисунка, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, – 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений – 1 страницы и 1 рисунка на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ра-

нее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах https://sciencejournals.ru/journal/pribory/ (русская версия) и https://www.pleiades.online/ru/journal/instr/authors-instructions/ (английская версия). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях”, должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте https://sciencejournals.ru/journal/pribory/, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции (instr@pleiadesonline.com). Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следовать инструкциям по ссылке https://www.pleiades.online/ru/authors/openaccess/how-to-publish/

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ

публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании. Аббревиатура строчными буквами с точками – это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существующего с 1956 года.

7. **Список литературы**. Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство, место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан ПОЛНЫЙ перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии **иллюстраций или таблиц** располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисуночная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/. Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ – 15 п; 2.2 нФ – 2 н; 1.0 мкФ – 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/).

9. К статье должен быть приложен список специфических терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/text и https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отредактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: http://get.adobe.com/reader. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов,** иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайте https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/electronic-proofreading/