СОДЕРЖАНИЕ

Номер 4, 2021

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение тока пучка ионов аргона, сопутствующего пучку протонов, в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией	
Я. А. Колесников, Г. М. Остреинов, П. Д. Пономарев, С. С. Савинов, С. Ю. Таскаев, И. М. Щудло	5
Черенковский монитор протонного пучка	
Р. М. Джилкибаев	10
Отбор событий в реакциях поглощения π^- -мезонов ядрами	
Ю.Б.Гуров, С.В.Лапушкин, С.В.Розов, В.Г.Сандуковский, Б.А.Чернышев	18

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Высокочастотный цифровой вычислительный синтезатор сложных широкополосных сигналов для телекоммуникационных систем

И. В. Рябов, И. В. Стрельников, Н. В. Дегтярев	23
Коммутаторы импульсов тока на основе реверсивно-включаемых динисторов для мощных электрофизических установок	
А.Г. Арзев, И.В.Галахов, Л.С.Ганин, А.В.Гришанин, В.В.Елисеев, В.Н.Картаев, Е.В.Коженков, А.В.Креков, В.А.Мартыненко, В.Г.Мускатиньев, Д.А.Наумов, Д.Ю.Немаев, В.А.Осин, В.В.Свиридов, О.В.Фролов, А.А.Хапугин	33

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Физическое распыление медного анода планарного магнетрона пучком ускоренных ионов аргона энергией 1–10 кэВ

А. П. Семенов, И. А. Семенова, Д. Б.-Д. Цыренов, Э. О. Николаев

Возможности повышения точности измерений абсолютных расстояний методом спектральной низкокогерентной интерферометрии	
В. Т. Потапов, Н. М. Жамалетдинов	47
Акустооптический сумматор-модулятор излучения лазеров	
С. Н. Антонов	51
Акустооптический фильтр пространственных частот двухцветного излучения, оперирующий в первом дифракционном порядке	
В. М. Котов, А. И. Воронко	54
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ	
Радиационный транспортный монитор	
В. Н. Алферов, Г. И. Бритвич, Д. А. Васильев, М. Ю. Костин, А. В. Лутчев, А. В. Сухих, В. Н. Федорченко, С. К. Черниченко, А. А. Янович	60
Мюонный телескоп на сцинтилляционных счетчиках	
С.К.Герасимова, П.Ю.Гололобов, В.Г.Григорьев, А.С.Зверев, С.А.Стародубцев, А.Г.Егоров, Н.И.Неустроев, А.А.Михеев, Е.Е.Сорокин, А.Я.Кармадонов, А.В.Пахмуллов	65
Наземная установка для детектирования космических лучей "Гамма-спектрометр" в астрономическом комплексе CASLEO	
М. В. Филиппов, В. С. Махмутов, А. Н. Квашнин, О. С. Максумов, Ю. И. Стожков, JP. Raulin, J. Tacza	74
Физическое моделирование воздействия атомарного кислорода ионосферы Земли на полимеры космических аппаратов	
В. А. Шувалов, Н. А. Токмак, Н. И. Письменный, Г. С. Кочубей	79
Направленный детектор нейтронов умеренных энергий	
Е. А. Михалко, Е. А. Маурчев, Ю. В. Балабин, А. В. Германенко	89
Аппаратно-программный комплекс для ипсилатерального измерения порога акустического рефлекса	

А. В. Богомолов, С. П. Драган, И. В. Оленина

95

Разработка алгоритма кодирования звука для системы кохлеарной имплантации Е. М. Глуховский, А. И. Егоров, М. И. Карапетянц 105 Струнный волнограф с инфракрасной регистрацией длины струн В. В. Стерлядкин, К. В. Куликовский, А. В. Кузьмин, Е. А. Шарков, М. В. Лихачева 119 ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА Установка для извлечения радиоизотопов рения из облученной вольфрамовой мишени В. А. Загрядский, Я. М. Кравец, С. Т. Латушкин, Т. Ю. Маламут, В. И. Новиков, А. В. Рыжков, Т. А. Удалова, В. Н. Унежев, Д. Ю. Чувилин 125 Методика исследования стойкости светодиодов к облучению быстрыми нейтронами на реакторе ИРТ-Т А. В. Градобоев, Е. А. Бондаренко, В. А. Варлачев, Е. Г. Емец, В. В. Седнев 129 Аппаратно-программный комплекс для исследования зарядно-разрядных характеристик вторичных химических источников тока С. Э. Мочалов, А. В. Антипин, А. Р. Нургалиев, 133 Д. В. Колосницын, В. С. Колосницын Разработка и применение системы на основе датчиков проводимости для исследования взаимодействия между сверхзвуковой паровой струей и водой Afrasyab Khan, Khairuddin Sanaullah, E. K. Спиридонов, А. В. Подзерко, Д. Ф. Хабарова, Ahmad Hasan Ali, Ahmed Salam Farooqi, Mohammed Zwawi, Mohammed Algarni, Bassem F. Felemban, Ali Bahadar, Atta Ullah, Bawadi Abdullah 141

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Измеритель малых токов с автономным питанием

 В. Н. Вьюхин
 152

 Измерительный стенд для экспериментальных исследований динамических параметров микроэлектромеханических систем с электромагнитным управлением
 152

 В. С. Корнеев, С. Л. Шергин
 154

Дистанционный анализатор криогенных паров и капель в выбросах сжиженного природного газа в атмосферу

А. В. Загнитько, Н. П. Зарецкий, В. И. Алексеев,	
С. М. Вельмакин, И. Д. Мацуков, С. Е. Сальников,	
В. В. Пименов, Д. Ю. Федин	156

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ	160
Правила публикации в ПТЭ	165

= ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 53.083.9

ИЗМЕРЕНИЕ ТОКА ПУЧКА ИОНОВ АРГОНА, Сопутствующего пучку протонов, в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией

© 2021 г. Я. А. Колесников^{*a,b,**}, Г. М. Остреинов^{*a*}, П. Д. Пономарев^{*a*}, С. С. Савинов^{*a*}, С. Ю. Таскаев^{*a,b,***}, И. М. Шудло^{*a,b*}

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11 ^b Новосибирский государственный университет Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2 *e-mail: Ya.A. Kolesnikov@inp.nsk.su **e-mail: taskaev@inp.nsk.su Поступила в редакцию 12.02.2021 г. После доработки 09.03.2021 г. Принята к публикации 19.03.2021 г.

В электростатических тандемных ускорителях заряженных частиц для конверсии отрицательных ионов в положительные используют газовые обдирочные мишени. Частичная ионизация газа ионами приводит к формированию в ускорительных каналах нежелательного пучка ионов обдирочного газа. В данной работе методом масс-спектроскопии измерен ток пучка ионов аргона, образующихся в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией. Показано, что ток ионов аргона в 2000 раз меньше тока пучка протонов. Достоверность измерения обеспечена визуализацией пучка ионов аргона на поверхности литиевой мишени, а также подтверждена экспериментом с повышенным газонапуском и оценкой возможного вклада пучка протонов. Показано, что столь малая величина тока ионов аргона не представляет опасности ни в качестве источника дополнительного нагрева литиевой мишени, ни в качестве дополнительной нагрузки высоковольтного источника питания и потому не требует реализации предложенных ранее средств для его подавления.

DOI: 10.31857/S0032816221040194

Ускорители заряженных частиц широко используются в научных исследованиях, медицине и других приложениях. Тандемные ускорители – это высоковольтные электростатические ускорители, в которых высоковольтный потенциал используется дважды: сначала для ускорения отрицательных ионов, а затем, после смены полярности их заряда в высоковольтном терминале, ускорения положительных ионов. Для конверсии заряда ионов используют тонкие фольги или – при большем токе ионов – газовые обдирочные мишени, аналогичные аргоновой мишени в тандемном ускорителе Института ядерной физики СО РАН. Газовая обдирочная мишень обеспечивает эффективную обдирку пучка отрицательных ионов, но ее применение приводит к формированию нежелательного пучка ионов аргона, образующихся в обдирочной мишени в результате ионизации аргона пучком ионов и проникающих в ускорительный канал.

Цель данной работы — измерение тока пучка ионов аргона в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследования проведены на ускорительном источнике нейтронов Института ядерной физики СО РАН (Новосибирск, Россия). Схема источника представлена на рис. 1, а его подробное описание приведено в работе [1]. Для получения стационарного пучка протонов с энергией от 0.6 до 2.3 МэВ и током от 0.3 до 10 мА использован ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией - тандемный ускоритель заряженных частиц с оригинальной конструкцией электродов. В нем, в отличие от традиционных ускорителей, нет ускорительных трубок, высоковольтный электрод и электроды с промежуточным потенциалом вложены друг в друга и закреплены на одиночном проходном изоляторе, как показано на рис. 1. Такая конфигурация ускорителя позволила улучшить высоко-



Рис. 1. Схема ускорительного источника эпитепловых нейтронов. *1* – источник отрицательных ионов водорода, *2* – магнитная линза, *3* – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, *4* – газовая обдирочная мишень, *5* – охлаждаемая диафрагма, *6* – бесконтактный датчик тока Bergoz (Франция), *7* – вводимые цилиндры Фарадея, *8* – корректор, *9* – поворотный магнит, *10* – охлаждаемый приемник пучка с диафрагмой, *11* – литиевая мишень, *12* – видеокамера Hikvision (Китай).

вольтную прочность ускорительных зазоров и, как следствие, увеличить ток протонов.

Одним из основных элементов тандемного ускорителя является облирочная мишень 4. paзмешаемая внутри высоковольтного терминала. Она обеспечивает конверсию отрицательных ионов водорода в протоны с высокой эффективностью, обычно на уровне 95%. Мишень представляет собой охлаждаемую цилиндрическую медную трубку длиной 400 мм с диаметром внутреннего отверстия 16 мм [1]. Взаимодействие пучка ионов водорода с газовой мишенью приводит к ее частичной ионизации, и внутри обдирочной трубки образуется слабоионизованная плазма. Поскольку электроны более подвижны, чем ионы аргона, для сохранения квазинейтральности плазма принимает положительный потенциал. Под действием положительного потенциала часть ионов аргона выходит из обдирочной трубки, попадает в ускорительный канал и формирует пучок ионов аргона. Простые оценки тока ионов аргона дают значения от соизмеримых до пренебрежимо малых по сравнению с током протонов величин. Достоверно оценить величину тока ионов аргона сложно из-за: неоднородности конвертируемого пучка и вторичной плазмы вдоль мишени, возможности развития пучково-плазменной неустойчивости, проникновения электрического поля ускоряющих зазоров внутрь высоковольтного терминала и множества других параметров, которые достоверно не известны.

Для подавления проникновения ионов аргона в ускорительные зазоры предложено размещать перед и после обдирочной мишени металлические кольца под отрицательным или положительным потенциалом либо отклонять пучок ионов магнитным полем внутри высоковольтного терминала [2].

На формирование пучка ионов аргона указывали два экспериментальных факта. Во-первых, ранее кольцевым детектором был измерен ток вторичных ионов, текущий по периферии навстречу ускоряемому пучку отрицательных ионов водорода [3]. Возможно, вклад в этот ток дают и ионы аргона, вытекающие из обдирочной мишени. Однако более вероятно, что основной вклад в этот ток дают положительные ионы, образовавшиеся в ускорительных зазорах в результате ионизации пучком ионов водорода остаточного или обдирочного газа. При этом положительные ионы образуются в основном в первом ускорительном зазоре из-за его протяженности и высокого сечения ионизации при относительно малой скорости отрицательных ионов водорода. Вовторых, при изучении радиационного блистеринга металлов при имплантации протонов с энергией 2 МэВ [4] наблюдалось более раннее образование блистеров меньшего, чем ожидалось, размера от имплантации протонов. Данный эффект был объяснен наличием пучка ионов аргона с энергией 1 МэВ – они проникают в металл на меньшую глубину, чем протоны, и могут быстрее деформи-



Рис. 2. Изображения с видеокамеры, смотрящей на поверхность литиевой мишени, при токе поворотного магнита 0 A (**a**), 14 A (**б**). *1* – свечение, вызванное нейтралами (атомами водорода), 2 – ионами аргона, *3* – протонами.

ровать поверхность металла блистерами меньшего размера.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения проведены при токе пучка протонов 760 \pm 10 мкА, энергии 1.850 \pm 0.002 МэВ, поперечном размере пучка порядка 1 см.

Для измерения тока ионов аргона применен метод масс-спектроскопии. Внутрь поворотного магнита 9 (см. рис. 1) вставлена охлаждаемая диафрагма 10 с щелью 5 × 20 мм. Поскольку масса иона аргона в 40 раз больше массы протона, а кинетическая энергия в два раза меньше, то ларморовский радиус иона в магнитном поле в $\sqrt{20}$ раз меньше ларморовского радиуса протона, и поворотный магнит будет отклонять ионы аргона на угол, в $\sqrt{20}$ раз меньший, чем угол отклонения протонов. Разделение компонент пучка ионов отчетливо видно на поверхности литиевой мишени, когда взаимодействие ионов с литием приводит к люминесценции, регистрируемой видеокамерой 12 [5]. На рис. 2 приведены два примера изображения видеокамеры: без магнитного поля и с магнитным полем. Видно, что включение магнитного поля разделяет пучок на три компоненты: поток нейтралов 1, пучок ионов аргона 2 и пучок протонов 3.

Сценарий измерения тока ионов аргона состоял в том, чтобы, разместив диафрагму ниже оси ускорителя, магнитным полем поворотного магнита направить в отверстие диафрагмы пучок ионов аргона, а пучок протонов отклонить ниже, как показано на рис. 3. Действительно, при токе 68.5 А в катушке поворотного магнита через диафрагму проходит только пучок ионов аргона, который, попадая на литиевую мишень, вызывает характерную люминесценцию, регистрируемую видеокамерой. Согласно рис. 4, при токе 10 А в катушке поворотного магнита на поверхности литиевой мишени визуально видны пучок аргона и пучок протонов, а при токе 68.5 А пучка протонов нет — видны только пучки ионов аргона и нейтралов.

В таком режиме при токе 68.5 А измерен ток заряженных частиц, проходящих через отверстие в диафрагме и попадающих на поверхность литиевой мишени; он составил 150 ± 70 нА. Ток измерен омическим делителем напряжения, подключенным к мишенному узлу (*11* на рис. 1), электрически изолированному от установки. Если бы не визуализация пучка ионов аргона по его люминесценции на поверхности литиевой мишени, то столь малую величину регистрируемого тока можно было бы ошибочно посчитать за шум.

Полученный результат оказался неожиданным, поскольку ранее предполагали, что ток ионов аргона, конечно, меньше тока протонов, но не настолько. Так как максимальный ток протонов, проходимый через щелевое отверстие диафрагмы, равен 286 ± 3 мкА, то, полагая размеры пучков ионов аргона и протонов равными, получим, что ток ионов аргона в 2000 раз меньше тока протонов. Этот результат является основным результатом проведенного исследования.



Рис. 3. Результат моделирования траектории пучка ионов аргона (*1*) и пучка протонов (*2*) в поворотном магните при токе в катушке магнита 68.5 А. Охлаждаемая диафрагма *3* размещена на 12 мм ниже оси ускорителя.



Рис. 4. Изображения с видеокамеры, смотрящей на поверхность литиевой мишени: **а** – при токе в катушке поворотного магнита 10 А, **б** – 68.5 А. 1 – пучок нейтральных атомов, 2 – пучок аргонов, 3 – пучок протонов.

При такой величине ток пучка ионов аргона не представляет опасности ни в качестве источника дополнительного нагрева литиевой мишени, ни как дополнительная нагрузка высоковольтного источника питания и потому не требует реализации средств для его подавления.

Достоверность полученного результата подтвердим дополнительным экспериментом и оценкой.

С этой целью увеличим в два раза частоту открывания клапана, подающего аргон в обдирочную мишень. Большая подача облирочного газа. как и должно быть, приводит к увеличению тока ионов аргона до 670 ± 150 нА и более интенсивной люминесценции, что видно из сравнения изображений на рис. 46 и рис. 5. Также бо́льшая подача газа приводит к лучшей обдирке пучка отрицательных ионов водорода, что влечет за собой уменьшение потока нейтралов, видимое из сравнения изображений на рис. 46 и рис. 5. Обратим внимание на то, что двукратное увеличение подачи аргона в обдирочную мишень приводит к почти четырехкратному возрастанию тока ионов аргона, что возможно, поскольку истечение ионов из обдирочной мишени зависит от многих процессов и параметров. Но даже в этом случае ток пучка ионов аргона очень мал по сравнению с током протонов.

Оценим вклад протонов в измеренную величину 150 \pm 70 нА. Для этого необходимо определить профиль пучка протонов, что является слож-



Рис. 5. Свечение аргонового пучка (1) и пучка нейтральных атомов (2), вызванное люминесценцией литиевого слоя мишени при двукратном увеличении потока аргона в обдирочной мишени.

ной задачей, принимая во внимание большую мощность пучка протонов. До проведения данного исследования было выполнено только одно измерение профиля пучка протонов достаточно экзотическим способом — по распространению границы образования блистеров с увеличением флюенса протонов, имплантированных в медь [4]. Поперечный размер пучка протонов оценили в 1 см; это значение принимали в расчет при разработке диагностики измерения тока ионов аргона.

Изменяя ток катушки поворотного магнита, проведем сканирование пучка заряженных частиц. Результат измерений – фактически результат хордовых измерений пучка протонов – представлен на рис. 6. Здесь по оси абсцисс отложено пересчитанное для протонов поперечное смещение. Впишем в измеренную зависимость тока протонов от величины магнитного поля распределение Гаусса. Экстраполируя вписанное распределение Гаусса на координату 28 мм, соответствующую току 68.5 А в катушке поворотного магнита, получим, что в измеренную величину 150 ± 70 нА протоны могут давать вклад, равный 19 нА. Реально этот вклад существенно меньше, так как на периферии плотность тока протонов спадает быстрее, чем распределение Гаусса, что видно на рис. 6. Это обусловлено сильной фокусировкой пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель, действием пространственного заряда [6] и малым размером отверстий в ускоряющих электродах ускорителя. Некоторое отличие профиля тока от распределения Гаусса в приосевой области пучка протонов, ранее обнаруженное [4] и непринципиальное для полученного результата, обусловлено искажением электрического поля в ускорителе из-за несоосности электродов и неидеальности их формы.

Хордовые измерения профиля пучка протонов позволяют восстановить его профиль. Полагая

распределение гауссовым: $j(r) = \frac{j_0}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}e^{\frac{1}{2\sigma^2}}$,



Рис. 6. Зависимость тока пучка протонов, прошедших через щель, от их отклонения на приемнике пучка (точки с погрешностями) и гауссово распределение, аппроксимирующее зависимость (сплошная линия).

методом наименьших квадратов находим, что среднеквадратичное отклонение $\sigma = 4.8$ мм, смещение $x_0 = 0.61$ мм, ширина пучка протонов на высоте 1/e равна 13 мм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Институте ядерной физики СО РАН функционирует ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, в котором для обдирки пучка отрицательных ионов водорода в протоны используют газовую аргоновую обдирочную мишень. Взаимодействие пучка ионов с обдирочным газом приводит к частичной ионизации аргона, проникновению ионов аргона в ускорительный канал и формированию ускоренного пучка ионов аргона, сопутствующего пучку протонов.

Методом масс-спектроскопии с применением поворотного магнита и охлаждаемой диафрагмы

измерена величина тока пучка ионов аргона; она в 2000 раз меньше тока пучка протонов. Достоверность измерения обеспечена визуализацией пучка ионов аргона на поверхности литиевой мишени, подтверждена экспериментом с повышенным газонапуском и оценкой возможного вклада пучка протонов. Столь малая величина тока пучка ионов аргона не представляет опасности ни в качестве дополнительного нагрева литиевой мишени, ни в качестве дополнительной нагрузки высоковольтного источника питания и потому не требует реализации предложенных ранее средств подавления.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90118.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Таскаев С.Ю. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2015. Т. 46. № 6. С. 1770.
- Makarov A., Ostreinov Yu., Taskaev S., Vobly P. // Applied Radiation and Isotopes. 2015. V. 106. P. 53. doi 0969-8043 https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2015.07.046
- Ivanov A., Kasatov D., Koshkarev A., Makarov A., Ostreinov Yu., Shchudlo I., Sorokin I., Taskaev S. // JINST. 2016. V. 11. P04018. https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/04/P04018
- Badrutdinov A., Bykov T., Gromilov S., Higashi Y., Kasatov D., Kolesnikov I., Koshkarev A., Makarov A., Miyazawa T., Shchudlo I., Sokolova E., Sugawara H., Taskaev S. // Metals. 2017. V. 7. Issue 12. P. 558. https://doi.org/10.3390/met7120558
- 5. *Макаров А.Н., Соколова Е.О., Таскаев С.Ю. //* ПТЭ. 2021. № 1. С. 30. https://doi.org/10.31857/S0032816220060233
- Быков Т.А., Касатов Д.А., Колесников Я.А., Кошкарев А.М., Макаров А.Н., Остреинов Ю.М., Соколова Е.О., Сорокин И.Н., Таскаев С.Ю., Шудло И.М. // ПТЭ. 2018. № 5. С. 90. https://doi.org/10.1134/S003281621805018X

= ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 539.1.074

ЧЕРЕНКОВСКИЙ МОНИТОР ПРОТОННОГО ПУЧКА

© 2021 г. Р. М. Джилкибаев*

Институт ядерных исследований РАН Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а *e-mail: rmd@inr.ru Поступила в редакцию 03.03.2021 г. После доработки 16.03.2021 г. Принята к публикации 19.03.2021 г.

Представлены результаты исследования черенковского монитора протонного пучка. Описана электроника, состоящая из предусилителя и усилителя сигналов детектора. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в мониторе при регистрации протонов. Измерена относительная дисперсия коэффициента усиления фотоэлектронного умножителя для одиночных фотоэлектронов. Получено хорошее согласие результатов измерений мониторов с показаниями индукционного датчика тока протонного пучка. Монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления низкоэнергичного фона.

DOI: 10.31857/S0032816221040145

1. ВВЕДЕНИЕ

Цель данной работы — разработка монитора, работающего в широком диапазоне интенсивностей и длительностей импульса протонного пучка в условиях сильного низкоэнергичного электромагнитного фона и обеспечивающего измерение в режиме on line временной структуры и числа протонов в каждом импульсе протонного пучка.

Представленный в данной работе монитор протонного пучка с энергией 209 МэВ предназначен для работы на медицинском канале центра коллективного пользования ИЯИ РАН в диапазоне интенсивностей протонного пучка от малых импульсных токов 0.1 мкА до 10 мА. Ускоритель протонов работает в диапазоне частот 1-50 Гц, длительность импульса протонов составляет от 0.3 до 100 мкс. Известные к настоящему времени детекторы, такие как ионизационные камеры [1–3] и индукционные датчики тока [4, 5], не могут работать в таком широком диапазоне интенсивностей. Так, ионизационные камеры хорошо работают в области сравнительно малых токов, а при больших токах в них возникают нелинейные эффекты, связанные с пространственным зарядом и рекомбинацией ионов в газе камеры. Индукционные датчики тока хорошо работают при сравнительно больших токах, выше 1 мкА.

Принцип действия монитора протонного пучка основан на регистрации черенковского излучения от дельта-электронов, рожденных в тонком (1 мм) стеклянном радиаторе. При этом сами протоны с энергией 209 МэВ не могут излучать свет в радиаторе с показателем преломления 1.515, поскольку порог черенковского излучения протонов в таком радиаторе равен 311 МэВ. Черенковское излучение от заряженной частицы в радиаторе возникает, если скорость частицы и больше скорости света в среде радиатора с показателем преломления *n*. Это приводит к следуюшему условию возникновения черенковского излучения заряженной частицы в радиаторе: v/c >> 1/п. Порог черенковского излучения электронов в используемом радиаторе равен 170 кэВ. Протон с энергией < 89 МэВ не образует дельтаэлектронов с энергией больше 170 кэВ. Для черенковского излучения нет нелинейных эффектов. связанных с плотностью потока протонов в диапазоне импульсных токов от 0.1 мкА до 10 мА. Однако существует интегральный эффект, связанный с потемнением стекла от радиационных повреждений при прохождении протонов через радиатор. В нашем случае при работе с обычным стеклом наблюдался эффект потемнения стекла на 10-15% при работе в течение 2 сут с импульсным током ~ 10 мА. Использование радиационно-стойкого кварцевого стекла КУ-1 позволит уменьшить это влияние в 10-100 раз.

2. ОПИСАНИЕ МОНИТОРА

Конструкция монитора протонного пучка и расположение детекторов на пучке протонов показаны на рис. 1а. В качестве радиатора использовано обычное (не радиационно-стойкое) предметное стекло с показателем преломления n =



Рис. 1. а – конструкция и схема расположения мониторов на пучке протонов; **б** – результат моделирования прохождения 1000 протонов с энергией 209 МэВ через радиатор монитора.

= 1.515. Радиатор размером $50.8 \times 76.2 \times 1$ мм помещен в тонкий светоизолированный контейнер под углом 45° . Фотокатод фотоэлектронного умножителя XP2020 расположен на расстоянии L = 350 мм от центра радиатора за ослабляющей световой поток диафрагмой диаметром 1.5 мм.

Моделирование процессов образования дельта-электронов при прохождении протонов через радиатор осуществляли с помощью программы GEANT4 [6]. На рис. 16 показан результат моделирования прохождения 1000 протонов с энерги-



Рис. 2. Число дельта-электронов, образованных протоном с энергией 209 МэВ в радиаторе толщиной 1 мм, в диапазоне энергий $E > E_0$.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021

ей 209 МэВ через радиатор толщиной 1 мм. Согласно рис. 16, первоначальный пучок протонов уширяется вследствие рассеяния в веществе радиатора и "обрастает шубой" из дельта-электронов. Вероятность P(E) образования дельта-электрона [7] с энергией *E* равна:

$P(E) = WdE/E^2.$

Здесь $W = Kd\rho/\beta^2$, где K = 0.077 МэВ/г/см²; d, см – толщина радиатора; ρ , г/см³ – плотность вещества радиатора; β – относительная скорость протонов в радиаторе.

Число *N* дельта-электронов с энергией, превышающей E_0 , можно получить интегрированием вышеприведенной формулы для вероятности P(E) в пределах от E_0 до максимально возможной энергии $E_m = 2mc^2\beta^2/(1 - \beta^2)$, которая может быть передана протоном электрону. В результате получаем следующее выражение для числа дельтаэлектронов с энергией $E > E_0$, образованных протоном с энергией 209 МэВ в радиаторе толщиной 1 мм:

$$N(E > E_0) = W(1/E_0 - 1/E_m).$$

Зависимость $N(E > E_0)$ показана на рис. 2.

Согласно графику на рис. 2, протон с энергией 209 МэВ при прохождении радиатора толщиной 1 мм образует 0.2 дельта-электрона с энергией выше 170 кэВ. Пробег *R*, г/см², дельта-электронов в радиаторе с кинетической энергией *E* в области 0.1–0.5 МэВ описывается формулой [7]: *R* = $0.71E^{1.72}$. Число фотонов черенковского излучения от электронов в радиаторе в области чувствительности фотоумножителя на единицу длины пробега можно оценить по формуле [8]: *N*_{ch} = $500(1 - 1/(\beta_e n)^2)/1$ см, где β_e – относительная

скорость электрона, *n* — показатель преломления света в радиаторе.

Таким образом, оценка числа фотонов N_{de} черенковского излучения от дельта-электронов при прохождении протонов с энергией 209 МэВ через стеклянный радиатор толщиной 1 мм сводится к интегрированию выражения $N_{de} = (W/E^2)N_{ch}(1/2)RdE$ в пределах от пороговой энергии $E_{th} = 170$ кэВ до максимально возможной $E_m = 0.51$ МэВ. При этом в формуле для числа фотонов N_{de} берется половина длины пробега *R* для учета эффекта уменьшения числа черенковских фотонов, связанного с непрерывными потерями энергии электрона вдоль трека. Интегрирование дает оценочное число фотонов N_{de}, равное 0.5 фотона/протон. Детальное моделирование прохождения 10⁵ протонов через радиатор с излучением черенковских фотонов от дельта-электронов с помощью программы GEANT4 дает число фотонов $N_{de} = (0.47 \pm 0.003)$ фотонов/протон, что находится в хорошем согласии с вышеприведенной оценкой.

Черенковские фотоны попадают через диафрагму на фотокатод фотоумножителя и выбивают фотоэлектроны с вероятностью, равной квантовой эффективности фотокатода ε ~ 20%. После образования фотоэлектрона происходит лавинообразное усиление заряда в динодной системе фотоумножителя. Процесс образования фотоэлектронов носит стохастический характер. Процесс усиления в фотоумножителе также имеет стохастический характер. Каждый фотоэлектрон усиливается в фотоумножителе с разным коэффициентом усиления. Регистрируемый заряд Qскладывается из суммы случайных процессов усиления. Суммарный заряд О в одном событии можно выразить в упрошенной форме как произведение двух случайных величин N и усредненного усиления G_{avr} фотоумножителя следующим образом:

$$Q = e \sum_{i=1}^{N} G_i = e N G_{avr} = e N \sum_{i=1}^{N} G_i / N, \qquad (1)$$

где e — заряд электрона, G_i — усиление для i-го фотоэлектрона.

Относительная флуктуация регистрируемого заряда зависит от флуктуации числа фотоэлектронов и флуктуации усиления фотоумножителя δG_i при регистрации одиночного фотоэлектрона следующим образом [9, 10]:

$$(\delta Q/Q)^{2} = 1/N + (\delta G_{avr}/G_{avr})^{2} = (1 + (\delta G_{i}/G_{avr})^{2})/N.$$
(2)

Относительная дисперсия усиления $\delta G_i/G_{avr}$ фотоумножителя может быть измерена при регистрации одиночных фотоэлектронов с помощью

быстрого светодиода и будет обсуждаться в следующем разделе. Регистрация одиночных фотоэлектронов приводит к появлению на выходе усилителя фотоумножителя импульса тока длительностью ~25 нс, пропорционального заряду Q. Точность измерения тока определяется формулой (2) и зависит от числа фотоэлектронов в интервале времени τ ~ 25 нс. Коэффициент светосбора η черенковских фотонов через диафрагму на фотокатод фотоумножителя оценивается по формуле: $\eta = (1/16)(d/L)^2$, где d – диаметр диафрагмы и L – расстояние от радиатора до фотокатода фотоумножителя, и составляет 10^{-6} . Можно оценить регистрируемое монитором число фотоэлектронов в этом интервале времени для импульсного тока І протонного пучка, равного 10 мА, следующим образом:

$$N_{pe} = IN_{de} \cdot 1.4\epsilon\tau\eta =$$

= 6 \cdot 10^{16} \cdot 0.47 \cdot 1.4 \cdot 0.2 \cdot 2.5 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-6} = 200.

Эффективная толщина радиатора, имеющего наклон 45° к протонному пучку, учитывается дополнительным множителем 1.4 в вышеприведенной формуле. Для измерений импульсных токов ~0.1 мкА необходимо увеличить коэффициент светосбора на пять порядков, и величина $\eta \sim 0.1$ может быть сравнительно легко получена удалением диафрагмы и уменьшением расстояния L до ~50 мм. Монитор имеет важное свойство для подавления низкоэнергичного фона, состоящее в том, что он не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ.

3. ЭЛЕКТРОНИКА ДЕТЕКТОРА

Для проведения измерений формы импульсов с монитором протонного пучка разработана электроника, состоящая из предусилителя с парафазным выходом и дифференциального усилителя. Предусилители установлены на расстоянии 5 м от монитора для уменьшения радиационного фона от пучка. Сигналы от детектора к предусилителю передаются по коаксиальному кабелю РК-50-3. Для предусилителя выбрана известная схема [11] быстрого усилителя с общей базой с транзисторами на входе и входным сопротивлением 50 Ом. Принципиальная схема предусилителя с парафазным выходом на основе микросхемы AD8138 [12] показана на рис. 3. Аналоговые парафазные сигналы с выхода предусилителя передаются по длинному (≈50 м) кабелю (UTP Cat. 5Е) на входы усилителя в измерительную комнату. Питание предусилителей ± 6 В подается по этому же кабелю.

Усилитель имеет дифференциальный вход, усиливающий разность сигналов на входе. Шумы от наводки внешних сигналов на кабель на входе усилителя имеют одну полярность, поэтому результирующий сигнал от шумов наводки будет



Рис. 3. Принципиальная схема предусилителя с парафазным выходом.



Рис. 4. Принципиальная схема дифференциального усилителя.

компенсироваться. Принципиальная схема дифференциального усилителя с парафазным входом на основе микросхем AD8130 и AD828 показана на рис. 4.

4. КАЛИБРОВКА ФОТОУМНОЖИТЕЛЯ ОДИНОЧНЫМИ ФОТОЭЛЕКТРОНАМИ

Схема измерения одиночных фотоэлектронов с помощью быстрого светодиода и генератора импульсов представлена на рис. 5а. Светодиод *LED* (Light-Emitting Diode) запускался сигналом прямоугольной формы с амплитудами 2.92 и 2.95 В и длительностью 60 нс от генератора. С помощью диафрагмы подбиралось ослабление светового потока для измерения одиночных фотоэлектронов. Форма импульсов одиночных фотоэлектронов фотоумножителя *PM* (Photomultiplier) измерялась с помощью 12-битного 16-канального аналого-цифрового преобразователя *WFD* (Waveform Digitizer) CAEN DT5742 [13]. Устройство работало на частоте 2.5 ГГц с измерением амплитуды сигналов в 1024 точках с интервалом 0.4 нс. Во время измерений на *PM* подавалось напряжение 1800 В.

Процесс образования среднего числа μ фотоэлектронов от световой вспышки светодиода носит стохастический характер и описывается статистикой Пуассона. Вероятность регистрации *n* фотоэлектронов равна $P(n) = \mu^n e^{-\mu}/n!$. Процесс усиления в фотоумножителе также имеет стохастический характер. Каждый фотоэлектрон усиливается в фотоумножителе с разным коэффициентом усиления. Регистрируемый фотоумножителем заряд складывается из суммы случайных процессов усиления. В работе [14] предложен метод калибровки фотоумножителя по измерению одиночных фотоэлектронов. Спектр регистриру-



Рис. 5. а – схема измерения одиночных фотоэлектронов с помощью быстрого светодиода. *LED* – светодиод, *Gen* – генератор, *C* – диафрагма, *PM* – фотоумножитель XP2020, *PA* – предусилитель, *A* – усилитель, *WFD* – аналого-цифровой преобразователь CAEN DT5742, *PC* – персональный компьютер, *S* – сигнал на светодиод, *T* – триггерный сигнал; **б** – типовой сигнал фотоумножителя от одиночного фотоэлектрона с выхода усилителя (*1*) и сигнал генератора для запуска светодиода (*2*).

емых фотоумножителем зарядов Q(x) описывается как сумма сигналов от фоновых процессов B(x)и сигналов от фотоэлектронов P(x) [14]:

$$Q(x) = N_0(B(x) + P(x)).$$

где

$$B(x) = \left\{ \frac{(1-w)}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + w\theta(x-Q_0)\alpha \exp(-\alpha(x-Q_0))\right\} \exp(-\mu);$$

$$P(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \times \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - Q_{sh} - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right), \quad Q_{sh} = \frac{w}{\alpha}$$

Здесь Q_0 и σ_0 – соответственно среднее значение и дисперсия пьедестала при измерении регистрируемого фотоумножителем заряда при отсутствии первичных фотоэлектронов (n = 0); параметры wи α описывают вклад фоновых процессов; $\theta(x) =$ = [0, 1] соответственно при x < 0 и x > 0 – ступенчатая функция; Q_1 и σ_1 – соответственно среднее значение и дисперсия сигнала от одного фотоэлектрона; Q_{sh} – смещение пьедестала, связанное с фоном; N_0 – нормировочное число событий.

Полное число параметров, описывающих функцию Q(x), равно восьми. При регистрации большого числа фотоэлектронов, $\mu \gg 1$, статистика Пуассона переходит в статистику Гаусса, тогда положение и дисперсия пика от светового сигна-

ла будут равны соответственно μQ_1 и $\sqrt{\mu(\sigma_1^2 + Q_1^2)}$ [14]. Результаты фита измеренного заряда от одиночных фотоэлектронов при амплитудах сигнала запуска светодиода, равных 2.92 и 2.95 В, и длительности 60 нс показаны на рис. 6а и 6б соответственно. Составляющие спектра регистрируемых зарядов $Q(x) - \phi$ он и вклады от одного, двух, трех и т.д. фотоэлектронов – также показаны на рис. 6. Относительная дисперсия усиления фотоумножителя в формуле (2) может быть оценена из результатов фита спектров на рис. 6 как $\delta G_i/G_{avr} \cong \sigma_1/Q_1 \cong 0.6$.

5. КАЛИБРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ НА ПРОТОННОМ ПУЧКЕ

Калибровочные измерения черенковского монитора проводились на пучке протонов с энергией 209 МэВ на медицинском канале центра коллективного пользования ИЯИ РАН. Форма сигналов с мониторов и индукционного датчика тока [4] при регистрации протонов измерялась с помощью 12-битного 4-канального преобразователя WFD CAEN DT5720 [15]. Устройство работало на частоте 250 МГц с измерением амплитуды сигналов в 32768 точках с интервалом 4 нс. что позволяло проводить измерения во временном окне до 130 мкс. Для работы фотоумножителя РМ ХР2020 использовался активный делитель напряжения, аналогичный делителю VD124K/T Photonis [16]. В активном делителе постоянное напряжение последних четырех динодов РМ поддерживалось высоковольтными биполярными транзисторами,



Рис. 6. Спектр регистрируемого фотоумножителем заряда и результат фита этого спектра распределением Q(x) для среднего числа фотоэлектронов $\mu = 1.27$ (**a**) и 2.28 (**б**).

включенными по схеме эмиттерного повторителя. Во время калибровочных измерений на *PM* первого и второго монитора подавалось напряжение 1150 и 1200 В соответственно.

На рис. 7 приведены осциллограммы сигналов двух мониторов (кривые 1, 2), индукционного датчика тока (кривая 3) и триггера запуска *WFD* (кривая 4) от одного импульса протонного пучка. Сигнал индукционного датчика тока имеет два импульса: первый — калибровочный импульс тока 25 мА, второй — от протонного пучка. Импульсы от мониторов и индукционного датчика тока



Рис. 7. Осциллограммы сигналов протонного пучка от двух мониторов (1, 2), от индукционного датчика тока с калибровочным импульсом 25 мA (3) и триггера запуска *WFD* (4).

временную структуру протонного пучка. Монитор протонного пучка по сравнению с индукционным датчиком тока лучше измеряет тонкую временную структуру пучка. Это хорошо показывает сравнение структуры импульсов мониторов и индукционного датчика тока в конце сброса протонного пучка.

хорошо коррелируют между собой и повторяют

Минимальная временная структура, которую может измерить монитор, определяется длительностью одноэлектронного импульса (рис. 5б) и составляет ~100 нс.

Форма сигналов с мониторов и индукционного датчика тока при регистрации протонов с энергией 209 МэВ измерялась для трех режимов работы ускорителя при изменении длительности и амплитуды импульсного тока протонного пучка. В каждом режиме ускорителя записано соответственно 500, 500 и 1000 импульсов протонного пучка. Сигналы мониторов и датчика тока представляют собой импульсы тока, и их интегрирование дает заряд, пропорциональный числу протонов в импульсе пучка. На рис. 8а приведена гистограмма распределения заряда, измеренного датчиком тока в протонном импульсе, для трех режимов работы ускорителя. На гистограмме четко отображаются три режима работы ускорителя и разброс числа протонов в каждом импульсе. Корреляция между зарядами пучка протонов, измеренными датчиком тока и первым монитором, показана на двумерной гистограмме на рис. 8б, где по горизонтали отложен заряд, измеренный монитором, а по вертикали — заряд, измеренный датчиком тока. Согласно рис. 8б, результаты из-



Рис. 8. а – гистограмма распределения заряда, измеренного датчиком тока в протонном импульсе, для трех режимов работы ускорителя; **б** – двумерная гистограмма результатов измерений заряда пучка протонов монитором (по горизонтали) и датчиком тока (по вертикали).



Рис. 9. **а** – гистограмма распределения заряда, измеренного первым монитором в протонном импульсе, для трех режимов работы ускорителя; **б** – двумерная гистограмма результатов измерений заряда пучка протонов первым монитором (по горизонтали) и вторым монитором (по вертикали).

мерений заряда датчиком тока зависят линейно от результатов измерений монитором и аппроксимируются полиномом первой степени с двумя параметрами p_0 и p_1 . Результат аппроксимации полиномом первой степени показан на рис. 86.

Гистограмма распределения заряда, измеренного монитором в протонном пучке, для трех режимов работы ускорителя показана рис. 9а. Двумерная гистограмма результатов измерений заряда пучка протонов первым и вторым монитором показана на рис. 9б, результаты линейно коррелируют между собой.

Для каждого режима работы ускорителя поводилось усреднение результатов измерений датчи-



Рис. 10. Зависимость усредненного заряда протонного импульса, измеренного датчиком тока, от среднего заряда монитора для трех режимов работы ускорителя. По горизонтальной оси – результаты усредненных измерений монитора, по вертикальной оси – датчика тока. Сплошной линией показан результат аппроксимации по трем точкам полиномом первой степени.

ком тока и первым монитором. Зависимость усредненного заряда протонного импульса, измеренного датчиком тока, от заряда, измеренного первым монитором, для трех режимов работы ускорителя показана на рис. 10. Полученная зависимость аппроксимируется полиномом первой степени с параметрами $p_0 = 0.013$ и $p_1 = 0.225$. При этом определяющий наклон графика параметр p_1 (0.225) для усредненных измерений совпадает с аналогичным параметром (0.235), полученным для всех измерений, (см. рис. 86) с точностью 5%.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследований черенковского монитора протонного пучка. Описана электроника, состоящая из предусилителя и усилителя сигналов детектора. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в мониторе при регистрации протонов. Измерена относительная дисперсия коэффициента усиления фотоумножителя для одиночных фотоэлектронов. Получено хорошее согласие результатов измерений мониторов с показаниями индукционного датчика тока протонного пучка. Монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления низкоэнергичного фона.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность Ю.К. Гаврилову, С.В. Акулиничеву, А.Б. Неганову и В.Е. Постоеву за поддержку и помощь в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования "Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины ИЯИ РАН" при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии (№ 14.621.21.0014 от 28.08.2017), уникальный идентификатор RFMEFI62117X0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Boag J.W.* Ionization chamber in Radiation dosimetry. N.Y., USA: Press Academic, 1968.
- McDonald J., Velissaris C., Viren B., Diwan M., Erwin A., Naples D., Ping H. // Nuc. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2003. V. 496. P. 293. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01768-0
- Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1970.
- Reinhardt-Nikoulin P., Gaidash V., Menshov A., Mirzojan A., Feschenko A. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2006. № 2 (46). P. 113.
- 5. Дьяченко А.Ф. // Вестник Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина. Серия: физика. 2010. № 887. Вып. 1 (45). Р. 118.
- Geant4 Collaboration Agostinelli S. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2003. V. A506. P. 250. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- 7. Sauli F. Report CERN 77-09. Geneva: CERN, 1977.
- Particle Data Group. *Tanabashi M. et al.* // Physical Review D. 2018. V. 98. 030001. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001
- 9. Birks J.B. The Theory and Practice of Scintillation Counting. N.Y.: Pergamon Press, 1967.
- 10. Dorenbos P., Hass J.T.M., Eijk C.W.E. // IEEE Trans. Nucl. Scie. 1995. V. 42. № 6. P. 2190. https://doi.org/10.1109/TNS.2011.2141683
- 11. Hrisoho A., Truong K. Preprint LAL-RT/79-4. Orsay, 1979.
- 12. AD8138. Differential ADC Driver. http://www.ana-log.com
- 13. CAEN DT5742. 16 channel 12 bit waveform digitizer. http://www.caen.it
- Bellamy E.H., Bellettiny G., Budagov J., Cervelli F., Chirikov-Zorin I., Incagli M., Lucchesi D., Pagliarone C., Tokar S., Zetti F. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1994. V. A339. P. 468. https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-X
- 15. CAEN DT5720. 4 channel 12 bit waveform digitizer. http://www.caen.it
- Active voltage divider VD124K/T. http://www.photonis.com

= <mark>ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО</mark> ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 539.1.07

ОТБОР СОБЫТИЙ В РЕАКЦИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ π^- -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ

© 2021 г. Ю. Б. Гуров^{*a,b,**}, С. В. Лапушкин^{*a*}, С. В. Розов^{*b*}, В. Г. Сандуковский^{*b*}, Б. А. Чернышев^{*a*}

 ^а Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31
 ^b Объединенный институт ядерных исследований, Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6
 *e-mail: gurov54@mail.ru Поступила в редакцию 01.03.2021 г. После доработки 10.03.2021 г. Принята к публикации 17.03.2021 г.

Представлено описание методики отбора событий при поглощении остановившихся пионов в тонких мишенях. Данный подход основан на использовании в качестве последних слоев замедлителя двух мониторных Si-детекторов и "живой" мишени, которая также представляет собой Si-детектор. Установка порогов на мониторных детекторах и анализ сигналов с "живой" мишени позволяют отбирать пионы с остаточным пробегом, соответствующим толщине мишени, и достаточно надежно исключать фон от остановок в мониторной системе. Показано, что представленный метод обеспечивает эффективность выделения остановок π^- -мезонов на уровне 90%.

DOI: 10.31857/S0032816221040169

введение

В настоящее время исследование процесса поглощения остановившихся отрицательных пионов ядрами находится на стадии детальной теоретической и экспериментальной проверки [1, 2]. К данному моменту выполнено большое количество экспериментальных и теоретических исследований, позволивших понять ряд закономерностей ядерного поглощения пионов. В силу методических причин наиболее полные, согласующиеся между собой данные по эмиссии частиц получены в экспериментах с регистрацией нейтронов.

Ситуация с выходами заряженных частиц менее определенна. Практически отсутствуют данные по высокоэнергичным частям спектров протонов. Выходы *p*, *d*, *t*, полученные в разных экспериментах, различаются в ряде случаев в несколько раз, что отражает трудности абсолютной нормировки данных. Такая ситуация объясняется тем, что, в отличие от регистрации нейтронов, при измерении энергии заряженных частиц жесткие ограничения накладываются на толщину "ядерной" мишени. При этом в связи с необходимостью регистрации частиц с различными массами и зарядами усложнены задачи их идентификации.

Существующая ситуация обусловливает необходимость выполнения новых экспериментов для получения информации, пригодной для анализа А-зависимости (А — массовое число ядра мишени) энергетических спектров и выходов вторичных заряженных частиц. Для реализации этого нами была выбрана методика регистрации заряженных частиц с помощью многослойного спектрометра [3] на основе полупроводниковых Si-детекторов (Si-п.п.д.). Такой подход сочетает в себе возможность надежной идентификации частиц различной ионизирующей способности (p, d, t, ^{3,4}He) и высокое энергетическое разрешение в широком диапазоне энергий (5–100 МэВ). Использование в установке кремниевых детекторов также для мониторирования пучка позволило с высокой эффективностью отбирать события, отвечающие остановкам пионов в мишени.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема спектрометра [3], который использовался для экспериментов на канале пионов низких энергий синхроциклотрона ПИЯФ, представлена на рис. 1. Установка состоит из двух вакуумных камер, в которых установлены полупроводниковые телескопы, и центральной пучковой камеры, предназначенной для ввода пучка и установки мишеней. Ввод пучка осуществлялся через передний фланец центральной камеры, на котором была



Рис. 1. Схема спектрометра. T_1 , $T_2 - п.п.д.$ -телескопы; 3 – замедлитель; M – мишень; $MД_1$, MJ_2 – мониторные детекторы.

смонтирована система замедления и мониторирования.

Пучок отрицательных пионов (импульс 100 МэВ/с) после торможения в замедлителе 3 и прохождения через мониторную систему, состоящую из двух кремниевых поверхностно-барьерных детекторов $M\mathcal{A}_1$ и $M\mathcal{A}_2$ (Si(Au)-п.п.д.) толщиной 340 и 250 мкм соответственно, останавливался в мишени M. Мишень, выполненная из исследуемого материала в виде пластины диаметром 32 мм и толщиной ~0.1 г/см², располагалась под углом 45° к пучку. В измерениях использовалось 18 мишеней с массовым числом A от 6 (Li) до 209 (Bi). В качестве так называемой "живой" мишени устанавливался Si(Au)-детектор (аналог мишени ²⁸Si).

Вторичные заряженные частицы от поглощения пионов в мишени регистрировались двумя многослойными телескопами T_1 , T_2 . Каждый п.п.д.-телескоп состоял из двух Si(Au)-идентификаторов толщиной 180 и 600 мкм и одиннадцати литий-дрейфовых (Si(Li)) детекторов толщиной 3 мм [4]. Диаметр чувствительных областей детекторов составлял 32 мм, за исключением мониторных, у которых диаметр равен 24 мм. Энергетическое разрешение всех п.п.д. по α -частицам ($E_{\alpha} \cong 5.5 \text{ МэВ}$) ~ 60 кэВ. В такой конфигурации п.п.д.-телескопы позволяли измерять полное поглощение однозарядных частиц: протоны – до 96 МэВ, а дейтроны, тритоны и изотопы гелия – до кинематического предела.

Принципы построения спектрометра для исследований в ПИЯФ определялись необходимостью получения максимальной плотности остановок в мишени при сохранении возможности надежного исключения фона, а также обеспечения достаточной светосилы установки. Увеличение плотности остановок достигалось за счет выбора оптимальной энергии пучка пионов и максимального приближения замедлителя к мишени.

В описываемой конструкции замедлитель, соответствующий оптимальной энергии пучка, был установлен на минимальном расстоянии от мишени. В этом случае с увеличением плотности остановок в мишени возрастает фон вторичных частиц из последних слоев замедлителя и необходимо принимать специальные меры для его подавления. Для этой цели в качестве последних слоев замедлителя использовались два мониторных Si(Au)-п.п.д. $MД_1$, $MД_2$. Анализ сигналов с мониторных детекторов позволял отбирать пионы с остаточным пробегом, соответствующим толщине мишени, и достаточно надежно исключать фоновые события.

Наиболее эффективно задача подавления фона в установке была решена с помощью использования "живой" мишени — Si(Au)-детектора, сигнал с которого включался в логику отбора событий. При этом спектрометрическая информация с "живой" мишени позволяла не только решать такие методические вопросы, как анализ эффективности отбора полезных событий и выполнение абсолютной нормировки выходов частиц, но и получать дополнительные физические данные об исследуемых реакциях, например об энергии остаточных ядер.

ВЫБОР ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОРОГОВ МОНИТОРНОЙ СИСТЕМЫ

Реализованный нами принцип отбора остановок пионов иллюстрирует рис. 2. Кривыми показаны средние энергетические потери в мониторных детекторах в зависимости от пробега пионов, начиная с точки входа в первый детектор. Сплошные вертикальные линии соответствуют толщинам первого и второго мониторных детекторов, а также мишени.

Для отбраковки остановок π^- -мезонов во втором мониторном детекторе использовано ограничение на максимально возможные энерговыделения в $M\mathcal{I}_1$ – установка верхнего порога $E_{\text{макс}}^{(1)}$, а для отбраковки пионов, пролетающих мишень насквозь, – ограничение на минимально возможные энерговыделения в детекторе $M\mathcal{I}_2$ – установка нижнего порога $E_{\text{мин}}^{(2)}$. При этом оба детектора включены на совпадения. Видно, что одновременная установка порогов $E_{\text{макс}}^{(1)}$ и $E_{\text{мин}}^{(2)}$ позволяет выделить пионы в интервале пробегов $R_2 - R_3$, т.е. их остановки в мишени. Вследствие флуктуаций потерь энергии, многократного рассеяния, а также энергетического разрешения детекторов рассматриваемая



Рис. 2. Зависимость энергетических потерь в первом (*1*) и втором (*2*) мониторных детекторах от остаточного пробега пионов. $E_{\text{макс}}^{(1)}$ – значение верхнего порога для детектора $M\mathcal{A}_1$; $E_{\text{мин}}^{(2)}$ – значение нижнего порога для детектора $M\mathcal{A}_2$; R_1 – толщина детектора $M\mathcal{A}_2$, (R_3-R_2) – толщина мишени M.

методика обладает эффективностью, отличной от 100%.

Экспериментально эффективность работы мониторной системы исследовалась с помощью "живой" мишени. Установка порогов осуществлялась по быстрым каналам электроники аналоговым способом.

На рис. 3 представлены спектры энерговыделений во втором мониторном детекторе и "живой" мишени для трех значений нижнего порога $E_{\text{мин}}^{(2)}$. Необходимо указать, что цена канала составляет ≈ 12 кэВ в каждом из спектров, показанных на рис. 3, 4. Согласно рис. 3, с увеличением нижнего порога на $M\mathcal{A}_2$ подавляется пик в спектре энерговыделения из мишени, соответствующий пионам, пролетающим мишень насквозь. Форма правой части спектра энерговыделения из мишени при этом не изменяется. Также видно, что увеличение нижнего порога практически не влияет на форму всего спектра. Это соответствует отсутствию вклада от пролетных пионов. В этом интервале количество зарегистрированных телескопами вторичных частиц пропорционально счету "мониторная система – мишень", что также указывает на отсутствие пролета.

Выполнив нормировку спектров энерговыделения из мишени по правой части, которая сохраняет форму в широком интервале изменения порогов, можно определить эффективность отбора остановок и вклад от пролета пионов для различных нижних порогов на детекторе $MД_2$ (табл. 1).

Для значения $E_{\text{мин}}^{(2)} = 0.6 \text{ МэВ эффективность от$ бора остановок принята за 100%.

Таким образом, представленная методика позволяет исключить пролет пионов через достаточно тонкую мишень, сохраняя приемлемой эффективность отбора полезных событий, либо, допуская определенную (известную) долю пролета, повысить эффективность отбора и при определении выходов вторичных заряженных частиц ввести соответствующую поправку.

Возможность отбраковки остановок в детекторе $M\mathcal{I}_2$ с помощью ограничения на максимальные энерговыделения в $M\mathcal{I}_1$ демонстрирует рис. 4, где представлены спектры энерговыделений в мониторных детекторах для трех значений верхнего порога на детекторе $M\mathcal{I}_1$. Количество остановок в



Рис. 3. Спектры энерговыделений в детекторе $M \square_2$ (**a**) и "живой" мишени (**б**) для трех значений $E_{\text{мин}}^{(2)}$, MэB: 0.6 (*1*), 0.8 (*2*), 1.1 (*3*).



Рис. 4. Спектры энерговыделений в детекторах $M\mathcal{A}_1$ (**a**) и $M\mathcal{A}_2$ (**б**) для трех значений $E_{\text{макс}}^{(1)}$, MэB: 2.5 (1), 1.6 (2), 1.3 (3).

детекторе $M\mathcal{A}_2$ пропорционально событиям в правой части спектра на рис. 46, которая соответствует энергиям, превышающим максимальную для пиона с пробегом, равным толщине этого детектора ($N_{\kappa} \approx 175$). Как и для мишени, эта часть спектра определяется как суммарным энерговыделением заряженных частиц при поглощении π^- -мезона, а именно энергией входного пиона, так и энерговыделением вторичных частиц и ядра отдачи.

Согласно приведенным на рис. 4 данным, количество остановок в $M\mathcal{A}_2$ уменьшается при снижении верхнего порога на детекторе $M\mathcal{A}_1$. Выполненный анализ показал, что при подавлении числа остановок в детекторе $M\mathcal{A}_2$ в четыре раза $(E_{\text{макс}}^{(1)} = 1.6 \text{ МэВ}$, кривая 2 на рис. 4б) количество отбираемых остановок в мишени снижается лишь на 8%, а при подавлении числа остановок в детекторе $M\mathcal{A}_2$ в 13 раз $(E_{\text{макс}}^{(1)} = 1.3 \text{ МэВ}$, кривая 3 на рис. 4б) – на 23%. Таким образом, как и в случае подавления пролета через мишень при работе с нижним порогом на детекторе $M\mathcal{A}_2$, существует возможность сохранить приемлемую эффективность отбора полезных событий при существенном подавлении фона от остановок в $M\mathcal{A}_3$.

Как видно из представленных распределений, спектры энерговыделений в мониторных детекторах для остановившихся π^- -мезонов значительно шире пролетных. Такая специфика спектров энерговыделений в тонких Si-п.п.д. при захвате пионов дает дополнительную возможность подавления фона с помощью установки верхних порогов на мониторных детекторах. При этом реализация такой возможности не снижает эффективности отбора полезных событий. Например, установив верхний порог на втором мониторном детекторе по максимальному энерговыделению для пиона, можно получить дополнительное подавление фона от остановок в этом детекторе в ~7 раз.

Следует указать, что дополнительной причиной ошибок в нормировке результатов (выходах частиц) могут служить мюоны и электроны первичного пучка. Таким фактором также могут быть вторичные частицы, возникающие при поглощении пионов в замедлителе и проходящие через мониторные детекторы. Это имеет существенное значение для представленной конструкции установки (см. рис. 1), в которой замедлитель сильно приближен к мишени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что анализ сигналов с мониторных детекторов с одновременным использованием "живой" мишени (Si-п.п.д.) позволяет отбирать пионы с остаточным пробегом, соответствующим толщине мишени, и достаточно надежно исключать фон от остановок в мониторной системе, а также пролет через мишень. Определены значения энергетических порогов на мониторных детекторах для достижения эффективности выделения остановок π -мезонов в мишенях на уровне 90%.

Таблица 1.

Характеристики	<i>Е</i> ⁽²⁾ _{мин} , МэВ					
	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
Эффективность отбора остановок пионов, %	100	98	96	90	84	76
Доля пролета пионов через мишень, %	35	25	16	8	3	0

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект № 0723-2020-0041.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Lee T.-S., Redwine R.P. // Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 2002. V. 52. P. 23. https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.52.050102.090713

- 2. Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Сандуковский В.Г., Чернышев Б.А. // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40. С. 1063.
- Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Лапушкин С.В., Притула Р.В., Сандуковский В.Г., Чернышев Б.А. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2013. Т. 77. 370. https://doi.org/10.7868/S0367676513040108
- 4. Гуров Ю.Б., Катулина С.Л., Сандуковский В.Г., Yurkowski J. // ПТЭ. 2005. № 6. С. 5.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.373

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЦИФРОВОЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ СИНТЕЗАТОР СЛОЖНЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ ДЛЯ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ

© 2021 г. И. В. Рябов^{а,*}, И. В. Стрельников^а, Н. В. Дегтярев^а

^а Поволжский государственный технологический университет Россия, 424000, Йошкар-Ола, пл. Ленина, 3 *e-mail: ryabov22@mail.ru Поступила в редакцию 02.01.2021 г. После доработки 22.01.2021 г. Принята к публикации 06.02.2021 г.

Приведены принципы построения и структурно-схемотехнические решения цифровых вычислительных синтезаторов, построенных на базе метода прямого цифрового синтеза частот и сигналов. Представлены структурная и принципиальная схемы цифрового вычислительного синтезатора сложных широкополосных сигналов, позволяющего синтезировать сигналы с амплитудной, частотной и фазовой модуляцией в диапазоне частот от 0.001 до 920 МГц.

DOI: 10.31857/S0032816221040091

введение

Цифровые вычислительные синтезаторы (ц.в.с.) вошли в практику в начале 70-х годов. Они основаны на преобразовании не самих колебаний, а значений их цифровых отсчетов. Другими словами, в таких синтезаторах происходит нелинейное преобразование кода частоты в аналоговый многоуровневый сигнал с частотой [1]

$$f_{\rm c} = f_{\rm H} + n\Delta f,$$

где $f_{\rm H}$ — нижняя частота диапазона, Δf — шаг сетки частот.

Цифровые вычислительные синтезаторы характеризуются множеством параметров. К основным из них, определяющим качество формируемого сигнала, относятся: диапазон сетки частот, шаг сетки частот, время установки частоты, "чистота" спектра выходных колебаний, нестабильность частоты выходных колебаний.

Ц.в.с. могут иметь некоторые дополнительные цифровые блоки, выполняющие над сигналом различные дополнительные операции и расширяющие функциональные возможности ц.в.с.:

- умножитель опорной частоты;

дополнительный цифровой сумматор для программирования фазы;

— инверсный sin(x)-фильтр для компенсации неравномерности амплитудно-частотной характеристики (a.ч.х.);

 дополнительный цифровой умножитель для формирования сигнала с амплитудной модуляцией;

– дополнительный цифроаналоговый преобразователь для получения квадратурных сигналов *I* и *Q*;

 – дополнительный компаратор с малым джиттер-фактором для формирования тактового сигнала;

 дополнительные регистры частоты и фазы, которые могут быть заранее запрограммированы для частотной или фазовой модуляции.

В данной работе представлены алгоритмы работы цифровых синтезаторов прецизионных частот и сигналов, позволившие повысить быстродействие и расширить функциональные возможности ц.в.с., схемотехнические структуры быстродействующих ц.в.с., защищенные патентами РФ на изобретение, и схема ц.в.с. на основе AD9914.

Ц.В.С. ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

Цифровые вычислительные синтезаторы характеризуются тем, что формируемый ими сигнал синтезируется с высокой точностью. В ц.в.с. возможно управлять его параметрами при помощи



Рис. 1. Структурная схема цифрового вычислительного синтезатора фазомодулированных сигналов. $P\Pi_1 - P\Pi_3 -$ регистры памяти, $H\Psi$ – накопитель частоты, $H\Psi$ – накопитель фазы, CyM – сумматор, ΠK – преобразователь кодов x – sin(x), $IIA\Pi$ – цифроаналоговый преобразователь, $\Phi H\Psi$ – фильтр нижних частот, $\mathcal{J}\Psi\Pi K\mathcal{I}$ – делитель частоты с переменным коэффициентом деления, $\Im\Gamma$ – эталонный генератор, $\mathcal{F}\Phi3$ – блок формирования и задержки.

цифрового интерфейса. Ц.в.с. в настоящее время все больше вытесняют синтезаторы с фазовой автоподстройкой частоты, построенные на базе метода косвенного аналогового синтеза.

Структурная схема ц.в.с. фазомодулированных сигналов представлена на рис. 1 [2].

Цифровой вычислительный синтезатор фазомодулированных сигналов (рис. 1) содержит три регистра памяти (*PII*), два цифровых накопителя *H*Ч и *H*Ф (аккумуляторов соответственно частоты и фазы), сумматор, преобразователь кодов *x* sin(*x*), цифроаналоговый преобразователь (*ЦАII*), фильтр нижних частот (Ф*H*Ч), делитель частоты с переменным коэффициентом деления (*Д*Ч*ПКД*), эталонный генератор (*ЭI*) и блок формирования и задержки (*Б*Ф*3*) [3].

Эталонный генератор формирует сигнал тактовой частоты, который поступает на блок формирования и задержки, в котором формируются импульсы тактовой частоты формы "меандр", служащие для синхронизации работы основных узлов ц.в.с.: цифровых накопителей и ЦАП.

На вход регистра памяти $P\Pi_1$ поступает код начальной частоты C_i . Содержимое цифрового накопителя частоты с каждым тактовым импульсом $T = \Delta t$ линейно увеличивается во времени и зависит от величины кода C_i .

Выходной код цифрового накопителя фазы представляет собой код мгновенной фазы выходного сигнала. Постоянное приращение представляет собой приращение фазы за один такт работы устройства. Чем больше значение кода C_i , тем быстрее изменяется фаза во времени и, следовательно, выше частота генерируемого сигнала.

Далее код фазы подается на вход функционального преобразователя код—синус, представляющий собой постоянное запоминающее устройство (п.з.у.), в котором записаны значения кодов синуса.

Задача ц.в.с. заключается в синтезе сигнала "синусоидальной" формы с заданной частотой и начальной фазой. Так как в ц.в.с. формирование выходного сигнала происходит в цифровой форме, необходимы цифроаналоговый преобразователь и фильтр нижних частот.

Чтобы получить синусоидальный сигнал, на вход *ЦАП* необходимо подать последовательность отсчетов функции синуса sin(x), следующих с частотой дискретизации. Наиболее подходящим методом формирования отсчетов функции sin(x) является табличный метод, который реализуется посредством ввода в п.з.у. таблицы соответствий код x-sin(x).

Аккумулятор фазы работает с периодическими переполнениями, обеспечивая суммирование по модулю 2^N . Такое периодическое переполнение соответствует поведению функции $\sin(x)$ с периодом 2π . Другими словами, частота переполнений аккумулятора фазы равна частоте выходного сигнала, определяемой по формуле

$$f_{\rm BHY} = C_i f_{\rm T} / 2^N$$

где $f_{\rm выч}$ — выходная частота, $f_{\rm T}$ — тактовая частота C_i — код начальной частоты, N — разрядность аккумулятора фазы.

Шаг перестройки частоты определяется формулой



Рис. 2. Структурная схема цифрового вычислительного синтезатора частотно-модулированных сигналов. $P\Pi_1 - P\Pi_3 -$ регистры памяти, $UH_1 - UH_4 -$ цифровые накопители, $\Phi\Pi_1$, $\Phi\Pi_2 -$ функциональные преобразователи код *x*-sin(*x*), $U\Phi_1$, $U\Phi_2 -$ инверсные sin(*x*)/*x*-фильтры, $\mathcal{J} 4\Pi K \mathcal{I} -$ делитель частоты с переменным коэффициентом деления, $UA\Pi_1$, $UA\Pi_2 -$ цифрованалоговые преобразователи, $\mathcal{I} F -$ эталонный генератор, $\mathcal{I} \Phi \mathcal{I} -$ блок формирования и задержки, *Ком* - коммутатор.

$$\delta f_{\rm BHY} = f_{\rm T}/2^N.$$

Например, если тактовая частота равна $f_{\rm T} = 2000 \text{ M}\Gamma\mu$, а разрядность N = 32, то шаг перестройки частоты составит примерно $\delta f = 0.4 \Gamma\mu$.

Из этого соотношения следует, что если увеличить разрядность N, то уменьшится шаг перестройки частоты.

Увеличение разрядности аккумулятора фазы не требует обязательного увеличения разрядности адреса п.з.у. Для адресации п.з.у. можно использовать лишь необходимое количество старших разрядов кода фазы.

Отсчеты амплитуды синтезированного сигнала поступают на *ЦАП*, на выходе которого формируется "ступенчатый" синусоидальный сигнал. Этот сигнал фильтруется с помощью аналогового $\Phi H \Psi$ [4, 5].

Высокие требования к стабильности характеристик предъявляются к параметрам опорного генератора, так как главным источником фазовых шумов в ц.в.с. является генератор опорной частоты. Фазовый шум выходного сигнала синтезатора теоретически меньше фазового шума сигнала тактового генератора на 20log($f_{\rm T}/f_{\rm выч}$) дБ/Гц.

На практике это улучшение ограничено свойствами схем, входящих в состав синтезатора [6].

Как уже было сказано, максимальная выходная частота синтезируемого сигнала не может быть выше половины тактовой частоты $f_{\rm T}$, на практике она, как правило, в 4 раза меньше тактовой частоты [1–8].

Огибающая спектра сигнала на выходе $\[LA\Pi \]$ изменяется по закону $\sin(x)/x$, и амплитуду сигнала можно определить по формуле

$$A(f_{\rm BMX}) = \frac{\sin[(\pi f_{\rm BMX})/f_{\rm T}]}{\pi f_{\rm BMX}/f_{\rm T}},$$

где $A(f_{\text{вых}})$ — амплитуда сигнала на выходе *ЦАП* на заданной частоте.

ЦИФРОВОЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ СИНТЕЗАТОР ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

Цифровой вычислительный синтезатор предназначен для синтеза сигналов с частотной модуляцией и может использоваться в радиолокации, навигации и в адаптивных широкополосных системах связи с программной перестройкой рабочей частоты.

Структурная схема цифрового вычислительного синтезатора частотно-модулированных сигналов представлена на рис. 2.

Цифровой вычислительный синтезатор частотно-модулированных сигналов содержит последовательно соединенные эталонный генератор, блок формирования и задержки; последовательно соединенные регистр памяти РП₁, цифровые накопители ЦН₁, ЦН₂, функциональный преобразователь код $x - \sin(x) \Phi \Pi_1$, инверсный $\sin x/x$ -фильтр $\mathcal{U}\Phi_1$, вход коммутатора, выход которого соединен с информационным входом ЦАП₁; такая же последовательная цепь $P\Pi_2$, $\amalg H_3$, $\amalg H_4$, $\Phi\Pi_2$, $\varPi \Phi_2$ через коммутатор соединена с информационным входом $IIA\Pi_2$; последовательно соединенные $P\Pi_3$ и ДЧПКД, выход которого подключен к входам последовательного переноса цифровых накопителей ЦН₁ и ЦН₃; выходы блока формирования и задержки подключены к тактовым входам всех цифровых накопителей, а также к тактовым вхо-



Рис. 3. График частотно-модулированных сигналов на выходе ц.в.с.

дам $UA\Pi_1$, $UA\Pi_2$ и к управляющему входу коммутатора. Цифровыми входами ц.в.с. являются входы регистров памяти, а его аналоговыми выходами являются выходы $UA\Pi$ [9].

Ц.в.с. работает следующим образом. Эталонный генератор вырабатывает синусоидальный сигнал опорной частоты, из которого в блоке формирования и задержки формируются последовательности прямоугольных импульсов формы "меандр", служащие для синхронизации работы основных узлов ц.в.с. Они поступают на тактовые входы цифровых накопителей, тактовые входы обоих ЦАП и управляющий вход коммутатора [10].

По первому тактовому импульсу в момент времени t_1 код A_i записывается из регистра памяти $P\Pi_1$ в цифровой накопитель $\amalg H_1$, код B_j – из $P\Pi_2$ в $\amalg H_3$, код D_k – из $P\Pi_3$ в делитель с переменным коэффициентом деления $\varPi \Pi K \varPi$.

В момент t_2 по второму тактовому импульсу код A_i из цифрового накопителя UH_1 записывается в UH_2 , а код B_j из UH_3 записывается в UH_4 . Код D_k будет определять скорость изменения частоты в цифровых накопителях UH_1 и UH_3 : чем больше значение кода D_k , тем ниже скорость изменения информации в них.

Далее с каждым последующим тактовым импульсом информация в цифровом накопителе μH_1 будет изменяться по формуле

$$F_1 = A_i + T/D_k,$$

в ЦН₃ – по формуле

$$F_2 = B_i + T/D_k.$$

Информация в цифровых накопителях UH_2 и UH_4 будет описываться следующими формулами:

$$\boldsymbol{\Phi}_{1} = A_{i}T + T^{2}/D_{k},$$

$$\Phi_2 = B_i T + T^2 / D_k.$$

В функциональных преобразователях $\Phi\Pi_1$ и $\Phi\Pi_2$ происходит сопоставление кодов Φ_1 и Φ_2 в коды sin Φ .

Далее коды sin Φ поступают через инверсные фильтры $U\Phi_1$ и $U\Phi_2$ на коммутатор, а оттуда на информационные входы $UA\Pi_1$, $UA\Pi_2$. Инверсные фильтры служат для выравнивания а.ч.х. на высоких частотах.

Если ввести обозначения

$$f_1 = A_i; \quad f_2 = B_i; \quad 0.5f = 1/D_k,$$

то сигналы на выходах *ЦАП* можно описать следующими выражениями:

$$u_{c1}(t) = U_0 \sin(2\pi f_1 t + \pi f' t^2),$$

$$u_{c2}(t) = U_0 \sin(2\pi f_2 t + \pi f' t^2).$$

Форма сигнала на выходе $\[I] A \Pi_1 \]$ приведена на рис. 3.

Таким образом, цифровой вычислительный синтезатор формирует двухчастотный составной частотно-модулированный сигнал [11].

Ц.В.С. ЧАСТОТНО- И ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

Цифровой вычислительный синтезатор предназначен для формирования сложных широкополосных сигналов, сигналов с частотной, фазовой и амплитудной модуляцией, он может использоваться в составе адаптивных систем связи с программной перестройкой рабочей частоты и в телекоммуникациях.

Цифровой вычислительный синтезатор, схема которого приведена на рис. 4, состоит из двух основных частей — интерфейсной части (рис. 4а) и микросхемы цифрового вычислительного синтезатора (рис. 4б).

Напряжение питания +5 В, потребляемый ток не более 3 А.

Интерфейсная часть представляет собой микроконтроллер M_2 на базе ядра ARM Cortex-M4, который осуществляет ввод-вывод данных, обработку команд. Для питания интерфейсной части требуется внешний источник +5 В, подключаемый к разъему X_2 либо к разъему X_3 шины USB. Выбор источника питания осуществляется переключателем SA_1 . Поскольку микроконтроллер и большая часть микросхем работают на напряжении +3.3 В, то в схеме интерфейсной части имеется стабилизатор M_3 на +3.3 В.

Обмен данными и ввод команд с микроконтроллером осуществляется через Ethernet, RS-232



Рис. 4. Принципиальная схема ц.в.с. сложных сигналов: **a** – интерфейсной платы, **б** – платы цифрового синтезатора. M_1 – AN8720, M_2 – STM32F429IIT6, M_3 , M_6 – NCP1117DT33G, M_4 – MAX3232CSE, M_5 – MT48LC 16M16A2TG, M_7 – NCP1117DT18, M_8 – AD9914.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021

(б)

Плата цифрового синтезатора



Рис. 4. Окончание

либо USB. Обмен данными по Ethernet осуществляется с помощью микросхемы M_1 , обеспечивающей скорость обмена до 100 Мбит/с и предоставляющей полнодуплексный канал связи. Передача и прием данных, команд осуществляется через разъем X_1 . Обмен данными по USB осуществляется с микроконтроллером M_2 напрямую через разъемы X_3 и X_5 . Обмен данными по RS-232 осуществляется через стандартный разъем X_8 и преобразователь M_4 (UART – RS-232).

Источник тактирования микроконтроллера M_2 – внешний на базе кварцевого резонатора ZQ_1 . Для осуществления отсчета реального времени к микроконтроллеру M_2 подключается внешний источник тактирования на базе кварцевого резонатора ZQ_2 . Для автономной работы модуля часов реального времени в составе микроконтроллера M_2 возможно подключение батарейного источника питания через разъем X_7 .

В интерфейсной части предусмотрена работа устройства синтезатора с SD-карты, которая подключается к микроконтроллеру M_2 через разъемдержатель SD-карты X_4 .

Для обеспечения обработки входного потока данных и команд интерфейсная часть содержит в своем составе динамическую память на базе микросхемы M_5 , состоящей из двух банков по 4096 16-битных слов. Это также позволяет организовать на базе интерфейсной части web-сервер, обеспечивающий удобный интерфейс настройки устройства синтезатора с любого внешнего устройства, поддерживающего веб-протокол. Микроконтроллер M_2 позволяет также организовать защищенный канал связи с шифрованием AES-128, AES-192 или AES-256.

Цифровой вычислительный синтезатор в данном устройстве основан на базе микросхемы одноканального цифрового синтезатора AD9914 (M_8), который обеспечивает формирование гармонических квадратурных колебаний и сигналов с линейно-частотной модуляцией, амплитудно-фазовой модуляцией, частотной модуляцией и фазовой манипуляцией с частотой дискретизации до 3.5 ГГц.

Синтезатор содержит высокоскоростное ядро, работающее на частотах до 3.5 ГГц, устройство управления и тактирования, умножитель частоты с петлей фазовой автоподстройки частоты, высокоскоростной параллельный и последовательный порты, цифроаналоговый преобразователь с разрядностью 12 бит и блок цифрового генератора линейного изменения сигнала.

Синтезатор может работать в нескольких режимах: режим непосредственного управления выходным сигналом, режим генерации сигнала по запрограммированным профилям, режим работы цифрового генератора линейного изменения сигнала. Выбор режима осуществляется во внутренних регистрах управления микросхемы M_8 . Доступ к внутренним регистрам микросхемы осуществляется 4 различными способами: через 8-разрядную параллельную шину, через 16-разрядную параллельную шину адреса, через интерфейс SPI, через 32-битную параллельную шину. Выбор способа доступа к внутренним регистрам микросхемы M_8 осуществляется микроконтроллером M_2 с помощью сигналов F0, F1, F2, F3.

В режиме 8-битного и 16-битного параллельного порта или последовательного порта управление модуляцией сигнала происходит через микроконтроллер M_2 , осуществляя запись во внутренние регистры соответствующих значений. При этом в режиме параллельного порта управление чтением и записью осуществляется сигналами DDS_D1 , DDS_D2 . Переключение между 8-битным и 16-битным режимом параллельного порта осуществляется сигналом DDS_D0 .

В режиме 32-битной параллельной шины коды частоты, фазы и амплитуды сигналов передаются с микроконтроллера M_2 в микросхему M_8 непосредственно по шине, при этом все 32 бита шины DDS D0...DDS D31 может занимать как код частоты, так и коды частоты и фазы, частоты и амплитуды, фазы и амплитуды. Выбор назначения разрядов шины в этом случае определяется значениями сигналов F0, F1, F2, F3. Чтение и запись внутренних регистров микросхемы M_8 в случае режима параллельной 32-битной шины осуществляется по фронту сигнала SYN CLK при высоком уровне сигнала UPDATE. Сигнал SYN CLK формируется внутри микросхемы М₈ при наличии сигналов тактирования CLKP и CLKN, которые поступают извне через разъем X₉. Для синхронизации работы микроконтроллера M_2 и микросхемы *M*₈ сигнал *SYN_CLK* поступает на вход прерывания микроконтроллера М₂.

Режим работы по запрограммированным профилям включается по предварительной записи соответствующего значения во внутреннем регистре микросхемы M_8 . При этом способ записи (параллельная 16-битная или последовательная шина) определяется сигналами F0, F1, F2, F3. В режиме работы по запрограммированным профилям переключение профилями осуществляется с помощью сигналов PS0, PS1, PS2. Выбор профиля осуществляется по фронту сигнала SYN_CLK при высоком уровне сигнала UPDATE. Микросхема M_8 позволяет запрограммировать 8 профилей.



Рис. 5. Алгоритм работы цифрового вычислительного синтезатора.



Рис. 6. Осциллограмма выходного сигнала ц.в.с.

В режиме цифрового генератора линейного изменения запускается генератор, формирующий последовательно изменяющийся код сигнала, который затем преобразуется внутренним ЦАП микросхемы М₈ в аналоговый сигнал. Причем скорость изменения кода сигнала, его пределы изменения задаются также во внутренних регистрах микросхемы М₈. Запуск режима цифрового генератора линейного изменения осуществляется выставлением соответствующего бита одного из внутренних регистров микросхемы M₈. При этом сигнал DRCTL (активный уровень высокий) управляет направлением линейного изменения цифрового генератора (спад или нарастание), сигнал DRHOLD (активный уровень высокий) позволяет поставить цифровой генератор на паузу.

В принципиальной схеме возможны все перечисленные режимы работы. Плата ц.в.с. формирует на выходном разъеме X_{13} сигнал определенной модуляции по приходу внешнего сигнала *SYN_SGN* с входного разъема X_{11} .

При появлении активного уровня на линии SYN_SGN микроконтроллер M_2 инициирует запуск генерации сигнала с соответствующей модуляцией с помощью микросхемы M_8 . Входной сигнал DDS_SYNC и выходной сигнал SYNC_OUT, выведенные соответственно на разъемы X_{10} и X_{12} , позволяют синхронизировать работу платы ц.в.с. с другими внешними устройствами.

Поскольку на плате цифрового синтезатора используется питание +3.3 В и +1.8 В, а сама плата использует напряжение питания +5 В, то для конвертации входного напряжения питания +5 В в напряжения +3.3 В и +1.8 В используются микросхемы M_6 и M_7 соответственно.



Рис. 7. Спектрограмма выходного сигнала ц.в.с.

Основные технические характеристики ц.в.с. Тактовая частота 3500 МГц; диапазон частот формируемых сигналов 0.001–920 МГц; шаг перестройки частоты $5 \cdot 10^{-4}$ Гц; разрядность накопителя частоты и накопителя фазы 48 бит, разрядность *ЦАП* – 12 бит; амплитуда выходного сигнала не менее 300 мВ; виды модуляции сигналов: амплитудная (AM), частотная (FSK), фазовая (PSK); уровень фазовых шумов не хуже –148 дБн/Гц, уровень амплитудных шумов –72 дБ/В; напряжение питания периферии 3.3 В, питания ядра – 1.8 В.

На рис. 5 приведен алгоритм работы ц.в.с.

ВРЕМЕННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСИКИ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА Ц.В.С.

На рис. 6 приведены временные диаграммы работы ц.в.с. при частоте тактового генератора $f_{\rm T} = 3500~{\rm M}{\rm \Gamma}{\rm \mu}$ и частоте синтеза $f_{\rm c} = 90~{\rm M}{\rm \Gamma}{\rm \mu}$.

На рис. 7 приведен спектр выходного сигнала ц.в.с. 910 МГц, без фильтрации, который показал, что ц.в.с. может синтезировать сигнал в полосе от 0.001 до 920 МГц при частоте опорного тактового генератора $f_{\rm T} = 3500$ МГц.

Как видно из спектрограммы, уровень амплитудных шумов не превышает –(65–70 дБ) [12, 13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наиболее перспективным для адаптивных систем связи и телекоммуникационных систем является метод прямого цифрового синтеза, при котором ц.в.с. обладает следующими преимуществами: высокой технологичностью и надежностью, сверхмалым шагом по частоте, высокой скоростью перестройки частоты, преемственностью фазы формируемых колебаний при перестройке с одной частоты на другую, хорошей повторяемостью параметров синтезатора при тиражировании.

Цифровой вычислительный синтезатор сложных широкополосных сигналов позволяет синтезировать сигналы с частотной, фазовой и амплитудной модуляцией, причем управление цифровым вычислительным синтезатором осуществляется при помощи удобного цифрового интерфейса.

Данный ц.в.с. может быть использован в качестве возбудителя передатчика и гетеродина приемника современных адаптивных систем коротковолновой и ультракоротковолновой связи с псевдослучайной перестройкой рабочей частоты, что позволит увеличить помехоустойчивость и надежность сеанса связи, а также может использоваться в программно-аппаратном комплексе для дистанционного зондирования атмосферы Земли для получения амплитудно-частотных и дистанционно-частотных характеристик радиолиний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ямпурин Н.П., Болознев В.В., Сафронов Е.В., Жалнин Е.Б. Формирование прецизионных частот и сигналов: уч. пособие. Н. Новгород: Нижегородский гос. техн. ун-т, 2003.
- 2. *Белов Л.А.* Радиоэлектроника: Формирование стабильных частот и сигналов. М.: Юрайт, 2018.
- Рябов И.В. Цифровой синтез прецизионных сигналов. Йошкар-Ола: Марийский гос. техн. ун-т, 2005.
- Рябов И.В. Прямой цифровой синтез сигналов для задач радиолокации, навигации и связи. Йошкар-Ола: ПГТУ, 2016.
- 5. Рябов И.В. // ПТЭ. 2001. № 2. С. 62.

- 6. *Рябов И.В., Толмачев С.В., Чернов Д.А.* // ПТЭ. 2014. № 4. С. 49. https://doi.org/10.7868/S0032816214040119
- 7. Рябов И.В. // Радиотехника. 2006. № 9. С. 14.
- Рябов И.В., Стрельников И.В., Юрьев П.М., Дегтярев Н.В. // ПТЭ. 2018. № 6. С. 25. https://doi.org/10.1134/S0032816218050270
- 9. *Рябов И.В., Рябов В.И.* Патент на изобретение 2204197 РФ. МПК Н03L 7/18 // Опубл. 10.05.2003. Бюл. № 13.
- 10. *Рябов И.В., Дедов А.Н., Толмачев С.В.* Патент на изобретение 2490789 РФ. МПК H03L 7/18 // Опубл. 20.08.2013. Бюл. № 23.
- 11. *Рябов И.В., Юрьев П.М.* Патент на изобретение 2358384 РФ. МПК Н03L 7/18 // Опубл. 10.06.2009. Бюл. № 16.
- Vankka J. // Proc. Int. Symp. Circuits and Systems IS-CAS'03. 2006.
- Wang C.-C., Huang J.-M., Tseng Y.-L. // Circuits and Systems II: Express Briefs. IEEE Transactions. 2006. V. 53. P. 1143.

32

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.314

КОММУТАТОРЫ ИМПУЛЬСОВ ТОКА НА ОСНОВЕ РЕВЕРСИВНО-ВКЛЮЧАЕМЫХ ДИНИСТОРОВ ДЛЯ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

© 2021 г. А. Г. Арзев^{*a*}, И. В. Галахов^{*a*}, Л. С. Ганин^{*a*}, А. В. Гришанин^{*b*}, В. В. Елисеев^{*b*}, В. Н. Картаев^{*b*}, Е. В. Коженков^{*a*,*}, А. В. Креков^{*a*}, В. А. Мартыненко^{*b*}, В. Г. Мускатиньев^{*b*}, Д. А. Наумов^{*b*}, Д. Ю. Немаев^{*b*}, В. А. Осин^{*a*}, В. В. Свиридов^{*a*}, О. В. Фролов^{*b*}, А. А. Хапугин^{*b*}

> ^а РФЯЦ-ВНИИ экспериментальной физики Россия, 607190, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37 ^b ПАО "Электровыпрямитель" Россия, 430001, Саранск, ул. Пролетарская, 126 *e-mail: evgenkog538@gmail.com Поступила в редакцию 06.02.2021 г. После доработки 06.03.2021 г. Принята к публикации 09.03.2021 г.

Представлены результаты разработки и основные характеристики полупроводниковых коммутаторов тока нового поколения (250 кА/25 кВ/70 Кл) на основе блоков последовательно соединенных реверсивно-включаемых динисторов (р.в.д.). Изучены пути повышения коммутируемой мощности, повышения срока службы и надежности р.в.д.-коммутаторов с сохранением принятых ранее массогабаритных показателей. Задача решалась путем снижения мощности потерь р.в.д. и повышения стойкости контактных соединений к воздействию импульсов тока большой мощности. Выполнена модернизация конструкции коммутатора и оптимизация кремниевой структуры, разработана новая технология низкотемпературного соединения в системе кремний—металл с применением серебра, что позволило удвоить активную площадь контактов, улучшить нагрузочные характеристики и рабочий ресурс новых коммутаторов. Определены их рабочие и предельно-допустимые значения пусковых и коммутируемых токов. Представлены результаты эксплуатации р.в.д.-коммутаторов в емкостных накопителях энергии мощных лазерных установок. По результатам ресурсных испытаний сделана оценка срока службы новых приборов.

DOI: 10.31857/S0032816221040133

введение

Одной из главных технических проблем при создании емкостных накопителей энергии (е.н.э.) в составе современных электрофизических установок является разработка сильноточных замыкающих коммутаторов. В конденсаторных батареях с запасаемой энергией мультимегаджоулевого уровня, которые предназначены для импульсного питания источников накачки лазеров с выходной лазерной энергией несколько мегаджоулей, используются коммутаторы со следующими характеристиками: коммутаторы должны работать при напряжениях 20-30 кВ и коммутировать импульсные токи порядка 250-500 кА при длительности импульса 300-500 мкс, что соответствует протеканию заряда до 150 Кл. Для лазерной установки NIF американская национальная лаборатория Sandia провела специальные исследования коммутаторов различных типов [1] и предложила использовать в качестве разрядного ключа в конденсаторной батарее NIF искровые разрядники ST-300, изготавливаемые фирмой Maxwell Physics. Эти разрядники соответствуют указанным выше параметрам, но требуют применения специальной системы газообеспечения, обладают значительным уровнем потерь энергии, рассеиваемой в ключе, а также имеют ограниченный срок службы (не более 1500—2000 срабатываний), после которого требуется замена графитовых электродов и изоляторов.

В последнее время в импульсных системах питания различных электрофизических установок широко применяются полупроводниковые коммутаторы тока, которые имеют ряд преимуществ по сравнению с газовыми разрядниками. Полупроводниковые коммутаторы используют полупроводниковые приборы промышленного изготовления, технология производства которых хорошо отработана. Силовые полупроводниковые приборы легко соединяются последовательно в единой сборке, что обеспечивает рабочее напря-



Рис. 1. Коммутаторы на основе р.в.д. с диаметром элемента 63 мм (а) и 76 мм (б).

жение коммутатора до 40 кВ. Полупроводниковые коммутаторы не допускают пропусков срабатываний, обладают большим сроком службы, экологической безопасностью, а также невосприимчивостью к положению в пространстве.

Для решения задач коммутации мощных импульсов тока были разработаны полупроводниковые приборы тиристорного типа с инжекционноплазменным управлением — реверсивно-включаемые динисторы (р.в.д.) [2–6]. Они обеспечивают импульсы тока плотностью до 10^4 A/cm^2 ($di/dt \ge 10^5 \text{ A/мкc}$), недостижимые для самых лучших импульсных тиристоров.

Импульсные параметры и характеристики реверсивно-включаемых динисторов хорошо известны специалистам, работающим в области мощной импульсной энергетики. С 1985 года создателями этого направления силовой электроники – учеными Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН во главе с академиком И.В. Греховым, а позднее также и другими российскими и зарубежными исследователями. опубликованы и продолжают публиковаться десятки статей и докладов, демонстрирующих уникальный потенциал р.в.д.-технологии. Коммутаторы на основе р.в.д. успешно используются в качестве разрядных ключей, работая в широком диапазоне импульсных мощностей при длительности импульса от микросекунд до миллисекунд. Тем не менее, сегодня еще недостаточно информации о результатах эксплуатации р.в.д.-коммутаторов в реальных системах высоких энергий, их надежности и сроке службы при работе в штатных и предельных режимах. Данная статья – попытка восполнить этот пробел.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ К Р.В.Д.-КОММУТАТОРАМ. КОНСТРУКЦИЯ. ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Как отмечалось выше, в е.н.э. современных неодимовых лазерных установок высоковольтные коммутаторы тока должны выдерживать напряжение 25 кВ и пропускать импульсы тока амплитудой до 250 кА (до 300 кА в аварийных ситуациях), длительностью около 500 мкс. При этом срок службы коммутатора должен быть сравним со сроком службы установки — не менее 10000 срабатываний. Эти требования определяют необходимость разработки нового поколения р.в.д.-коммутаторов, обладающих меньшими коммутационными потерями энергии и большим сроком службы.

В статье [7] приведены результаты исследований предельных импульсных токов, которые можно пропустить через единичные элементы р.в.д. с сохранением их блокирующей способности. Исследовались динисторы с блокируемым напряжением 2.4 кВ и со стандартными для сильноточной электроники диаметрами полупроводниковых элементов - 63, 76 и 100 мм. Экспериментальным путем было определено, что для р.в.д. значения предельных токов длительностью 450 мкс (форма импульса: фронт нарастания тока полусинусоида длительностью примерно 160 мкс, спад тока - экспонента, апериодический процесс) составляли для этих диаметров соответственно 250, 380 и 550 кА. Рабочие токи для единичных р.в.д. в этом размерном ряду – 200, 300 и 500 кА. В дальнейшем было установлено, что величины предельного тока (и соответственно рабочего тока) высоковольтных сборок коммутаторов, состоящих из последовательно соединенных элементов р.в.д., могут значительно отличаться от предельных токов единичных р.в.д. Это связано с конструкцией и монтажом высоковольтных мультисборок, а также с технологией изготовления динисторов.

На рис. 1 представлены рабочие образцы коммутаторов, изготовленных на основе р.в.д. с диаметром элемента 63 мм (рис. 1а) и 76 мм (рис. 1б). Коммутаторы состоят из цилиндрического корпуса-изолятора, последовательно соединенных полупроводниковых элементов в количестве 15 штук, системы прижима, катодных и анодных токовыводов [8].

Корпус изготовлен из армированного стекловолокном изоляционного материала с высокой механической и электрической прочностью. На обоих торцах корпуса жестко закреплены металлические фланцы, имеющие резьбовые отверстия для крепления крышек коммутатора к корпусу с помощью болтов. При этом одновременно обеспечивается герметизация внутреннего объема корпуса эластичными уплотнителями, расположенными между фланцами и токовыводами. Корпус коммутатора защищает высоковольтную сборку от внешней среды, обеспечивает необходимые воздушные изоляционные промежутки и расстояния по поверхности корпуса между катодом и анодом коммутатора. Кроме того, через корпус осуществляется передача сжимающих усилий от узла прижима к полупроводниковым элементам. Полупроводниковые элементы соединены друг с другом через контактные медные диски, расположенные между анодом одного элемента и катодом соседнего элемента. Центрирование полупроводниковых элементов, медных дисков и токоподводящих электродов между собой обеспечивается с помощью фторопластовых колец. На катодном и анодном токовыводах расположены конусные опоры, предназначенные для обеспечения равномерного распределения давления на рабочих поверхностях полупроводниковых элементов.

Коммутаторы с диаметром элементов р.в.д. 63 мм (рис. 1а) нашли применение в конденсаторной батарее с зарядным напряжением 25 кВ и запасаемой энергией 5 МДж [9] для питания импульсных ламп накачки неодимового лазера установки "Луч" [10] — прототипе мощных лазеров нового поколения [11]. В каждом из 18 модулей конденсаторной батареи установки в качестве разрядного ключа использованы коммутаторы с элементами р.в.д. Ø 63 мм, имеющие следующие характеристики: рабочее напряжение до 25 кВ, максимальный импульсный ток 100 кА, длительность импульсов тока 450—500 мкс, коммутируемый заряд за импульс — до 25 КЛ.

На установке с момента ввода ее в строй в 2002 г. в общей сложности было проведено более 2500 срабатываний е.н.э. при разных зарядных напряжениях (18–24 кВ). При этом максимальный рабочий ток через каждый коммутатор не превышал 55 кА. Плотность тока через р.в.д. около 2.2 кА/см².

Подобная конструкция коммутатора, но с усиленным прижимом (рис. 1б), была разработана для использования в новой лазерной установке, создаваемой в Институте лазерно-физических исследований РФЯЦ-ВНИИЭФ. В этой установке коммутаторы должны пропускать импульсы тока с существенно большей амплитудой (250 кА в рабочем режиме и до 300 кА в аварийном режиме), что определило необходимость увеличения площади полупроводниковых структур и изменение узла прижима коммутатора. Первые опытные образцы таких коммутаторов были собраны из 15 штук соединенных последовательно динисторов Ø 76 мм с блокирующим напряжением 2.4 кВ. Несмотря на увеличение активной площади новых динисторов, по сравнению с р.в.д. Ø 63 мм, они должны были обеспечить в 1.6 раза большую плотность протекающего тока.

Работоспособность коммутаторов была исследована на экспериментальном стенде в РФЯЦ– ВНИИЭФ, представляющем собой прототип модуля конденсаторной батареи для новой лазерной установки [12]. Цель испытаний – проверка способности коммутатора работать с периодичностью один импульс каждые 10 мин, коммутируя заряженную до постоянного напряжения 24 кВ батарею конденсаторов суммарной емкостью 3000 мкФ с запасенной энергией 860 кДж, с пиковым током до 250 кА и длительностью импульса 500 мкс (по уровню 0.1 от максимальной амплитуды импульса тока). При этом переносимый заряд составлял примерно 70 Кл. Время между импульсами ограничивалось временем заряда накопительных конденсаторов модуля.

Проведенные испытания первых 28 образцов коммутаторов на основе элементов р.в.д. Ø 76 мм показали, что они способны при зарядном напряжении 24 кВ коммутировать токи амплитудой 250 кА и выдерживать не менее 1000 включений. Был сделан анализ полупроводниковых элементов коммутатора, проработавшего 1000 включений. Результаты анализа показали, что все приборы сохранили свои блокирующие характеристики и находятся в рабочем состоянии. Повреждений в контактной системе коммутатора не было. Однако имели место неглубокие локальные точки плавления алюминиевой металлизации глубиной до 2-5 мкм, расположенные участками на катодной поверхности элементов р.в.д. Деградация катодного контакта р.в.д. связана с явлением электромиграции алюминия. Она имеет место в полупроводниковых приборах и интегральных схемах при высоких плотностях тока и температурах >350°С [13, 14] и является главным механизмом отказа при большом (несколько тысяч) количестве включений. Полученные результаты обусловили необходимость дополнительных исследований, направленных на повышение срока службы р.в.д.-коммутаторов субмегаамперных импульсов тока.

ПУТИ УЛУЧШЕНИЯ КОММУТИРУЮЩИХ ХАРАКТЕРИСТИК, ПОВЫШЕНИЯ СРОКА СЛУЖБЫ И НАДЕЖНОСТИ Р.В.Д.-КОММУТАТОРОВ

Критерием выбора р.в.д. для коммутатора является величина максимального перепада температуры перехода ($\Delta T_j = \Delta T_{j\max} - RT_j$) в момент протекания импульсного тока. Для надежной работы коммутатора перепад температуры не должен превышать 250°С и, чем меньше ΔT_j , тем больше его срок службы. Перепад температуры перехода зависит от множества факторов, в том числе от характеристик кремниевой структуры, величины полезной площади р.в.д. (S), режима работы р.в.д. (амплитуды, длительности и формы импульсов коммутируемого тока).

Для исследования путей снижения ΔT_j проведены моделирование и расчеты р.в.д., используя программный комплекс TCAD Synopsys [15]. На рис. 2 представлены расчетные кривые зависимости максимального приращения температуры



Рис. 2. Расчетные кривые зависимости максимального приращения температуры р.в.д. при коммутируемом токе 250 кА с длительностью импульса от 300 до 600 мкс от полезной площади динистора (нормированное значение к площади динистора Ø 76 мм).

кремниевой структуры р.в.д. от величины полезной площади динисторов (нормированное значение к площади динистора Ø 76 мм) при коммутации импульсов тока длительностью от 300 до 600 мкс амплитудой 250 кА. Прежде всего, следует отметить сильную зависимость ΔT_i от длительности импульсов тока, которая представлена в достаточно узком субмиллисекундном диапазоне. Например, снижение длительности тока амплитудой 250 кА, коммутируемого динистором, с 500 до 400 мкс снижает ΔT_i на 150°С (рис. 2). На рис. 2 видно, что увеличение площади р.в.д. снижает максимальную температуру кремния в интересующем нас режиме 250 кА/500 мкс с 350°С (р.в.д. Ø 76 мм) до 250°С (р.в.д. Ø 80 мм), до 165°С (р.в.д. Ø 90 мм) и до 90°С (два р.в.д. Ø 76 мм, соединенные параллельно). Столь сильная зависимость ΔT_i от площади динисторов и длительности импульсов тока (а далее будет показано, что и от формы импульсов тока) дает возможность гибкого управления амплитудой разрядного тока, его крутизной и количеством включений коммутатора.

Последующие расчеты и испытания коммутаторов показали, что по сочетанию требуемых электрических и габаритных параметров, сроку службы и цене наиболее оптимальным вариантом коммутатора для новой лазерной установки стал коммутатор на основе р.в.д. Ø 80 мм. Увеличение диаметра кремниевой структуры с 76 до 80 мм увеличило активную площадь р.в.д. на 12%, при этом плотность тока снизилась с 6.5 до 5.8 кА/см². Соответственно уменьшились и прямые потери энергии в р.в.д. во включенном состоянии. В новом приборе они были минимизированы за счет уменьшения толщины *p*-базы до 40 мкм и увеличения нижней границы времени жизни носителей заряда в высокоомных областях до 30 мкс.

Все это позволило уменьшить прямое падение напряжения (V_T) на р.в.д. при токе 250 кA с 12.5 В до 10 В. Как видно из расчетной кривой (рис. 2), при коммутации импульса тока амплитудой 250 кA увеличение диаметра кремниевой структуры с 76 до 80 мм и оптимизация ее параметров дало снижение максимального приращения температуры кремния на 100°С.

Коммутационные возможности р.в.д.-коммутатора ограничиваются не только размерами и параметрами кремниевых структур, но и деградационными процессами в контактных соединениях коммутатора при многократных нагрузках импульсами тока большой мощности. В связи с этим был предпринят ряд мер, улучшающих электрические и тепловые сопротивления контактных соединений. Исследования в этом направлении показали, что для надежной коммутации импульсного тока сверхвысоких плотностей необходима тщательная проработка конструкции высоковольтных сборок, состоящих из полутора десятков динисторов. Ошибки в механике коммутатора, прежде всего, в его системе прижима, могут привести к выходу приборов из строя из-за разрушения катодной металлизации р.в.д.

Одним из главных критериев правильной конструкции высоковольтной сборки является высокая однородность давления в контактах между катодной поверхностью элементов р.в.д. и медными электродами. Проведены моделирование и расчет конструкции прижимного устройства, его деталей и узлов [16]. По результатам расчетов найден наиболее подходящий вариант конструкции зажимного устройства коммутатора, обеспечивающее однородное распределение контактного давления на всех 15 элементах р.в.д. в единой сборке, как по площади каждого элемента, так и между элементами.

Для дальнейшего улучшения электрических и тепловых характеристик контактных соединений была применена известная [17] технология соединения кремниевой структуры полупроводникового прибора с молибденовым термокомпенсатором с использованием серебросодержащих паст. Данный процесс проводится при сравнительно низких температурах и высоких давлениях и, в отличие от процесса сплавления, позволяет значительно увеличить активную площадь катодного контакта полупроводниковых приборов [18].

На рис. 3 представлены полученные с помощью оптического профилометра CyberScan трехмерные изображения биметаллических изгибов катодных поверхностей элементов р.в.д. после высокотемпературного ($T = 720^{\circ}$ C) сплавления


Рис. 3. Оптические профилограммы и изгибы катодной поверхности элементов р.в.д. после высокотемпературного ($T = 720^{\circ}$ С) сплавления (**a**) и низкотемпературного ($T = 250^{\circ}$ С) спекания (**б**).

кремниевых структур с термокомпенсаторами с применением алюминиевых преформ (рис. 3а) и после низкотемпературного (T = 250°C) процесса спекания с применением серебросодержащих паст (рис. 3б). Видно, что элементы р.в.д., изготовленные по технологии низкотемпературного спекания, имеют изгиб катодной поверхности в три раза меньше по сравнению с элементами, изготовленными по стандартной технологии.

Оценка равномерности давления на катодных поверхностях р.в.д. проводилась по отпечаткам на тензочувствительных полимерных пленках, обладающих способностью изменять цвет в зависимости от величины давления в контакте р.в.д. — медный диск. Эмпирическим путем установлено, что для длительной и надежной работы р.в.д. в коммутаторе площадь отпечатка ($S_{\rm K}$) с максимальным давлением 10 МПа должна быть не менее 90% от общей площади катодной поверхности динистора.

На рис. 4 показаны контактные отпечатки на катодных поверхностях р.в.д., изготовленных по стандартной технологии (рис. 4а) и технологии низкотемпературного спекания (рис. 4б). Видно, что площадь отпечатка на элементе р.в.д. с максимальным давлением 10 МПа, изготовленного по стандартной технологии, составляет примерно 53% от общей площади катодного контакта, тогда как низкотемпературное спекание обеспечивает более 90% активной зоны контакта между катодной поверхностью р.в.д. и медным электродом. Таким образом, технология низкотемпературного спекания позволяет наилучшим образом минимизировать электрические и тепловые сопротивления в контактных соединениях и внести существенный вклад в повышение коммутирующих характеристик, надежности и срока службы р.в.д.-коммутаторов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ Р.В.Д.-КОММУТАТОРОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

С учетом полученных результатов исследований была изготовлена партия новых р.в.д.-коммутаторов с модернизированной конструкцией сборки, в которой использованы элементы р.в.д. Ø 80 мм с уменьшенной мощностью потерь, изготовленные по технологии низкотемпературного спекания. Определялись основные характеристики нового коммутатора: параметры импульса запуска, предельно-допустимые рабочий и аварийный токи. Была сделана также оценка срока службы новых коммутаторов.



Рис. 4. Отпечатки катодного контакта элементов р.в.д. с максимальным давлением 10 МПа, изготовленных по технологии высокотемпературного сплавления (**a**), $S_{\rm K} \approx 53\%$, и технологии низкотемпературного спекания (**b**), $S_{\rm K} \approx 90\%$, усилие сжатия р.в.д. F = 50 кH.

Параметры импульса запуска р.в.д.-коммутаторов

Включение р.в.д. производится кратковременным приложением напряжения обратной полярности, что приводит к протеканию импульса обратного тока — тока запуска. В результате вблизи коллекторного перехода возникает тонкий и однородный слой электронно-дырочной плазмы, который при смене полярности напряжения инициирует инжекцию неосновных носителей из эмиттерных областей в базовые области динистора, обеспечивающую быстрое включение по всей активной площади прибора. Для устойчивого и однородного переключения р.в.д. необходимо, чтобы накопленный при запуске заряд был не менее чем на порядок больше критического заряда включения динистора.

В данной работе изучалось влияние заряда запуска на коммутационный всплеск напряжения (V_{TM}) и установившееся прямое падение напряжения (V_T) при переключении коммутатором тока с амплитудой, близкой к 250 кА. Максимальная плотность тока в импульсе составляла 5.8 кА/см², скорость нарастания тока на начальном участке синусоиды 1.5 кА/мкс, длительность коммутируемого тока 500 мкс. На рис. 5 показаны осциллограммы тока запуска при коммутации импульсов тока 215 кА/500 мкс. Заряд запуска Q_{RCRM} варьировался от 0.31 мКл ($I_{RCRM} = 0.25$ кА) до 4.11 мКл ($I_{RCRM} = 2.5$ кА), длительность тока запуска изменялась соответственно от 2.2 до 3.4 мкс.

Ниже представлены результаты измерений V_{TM} и V_T при различных параметрах реверсивного запуска, а также расчетные значения заряда запуска Q_{RCRM} и отношения переходного и установившегося напряжений V_{TM}/V_T :

I _{RCRM} , кА	2.5	1.95	1.5	0.92	0.5	0.25
<i>t_R</i> , мкс	3.4	3.2	3.1	2.9	2.7	2.3
<i>V_{TM}</i> , B	122	122	125	135	150	550
<i>V_T</i> , B	112	112	112	112	112	112
V_{TM}/V_T	1.09	1.09	1.11	1.2	1.34	4.91
Q_{RCRM} , мКл	4.11	3.18	2.43	1.45	0.71	0.31

На рис. 6 и рис. 7 представлены осциллограммы падения напряжения на коммутаторе при протекании импульсов тока амплитудой 215 кА при различных режимах запуска. При сравнении осциллограмм на рис. 6 и 7 видно, что процесс включения р.в.д. малым током запуска сопровождается резким увеличением всплеска переходного напряжения V_{TM} со 122 В до 550 В. Это свидетельствует о начале истощения накопленного вблизи коллекторного перехода динистора слоя неосновных носителей, что приводит к расширению области пространственного заряда в окрестности коллектора. В результате этого с ростом то-



Рис. 5. Осциллограммы токов запуска при коммутации импульсов тока 215 кА/500 мкс: *1* – 2.5 кА, *2* – 1.95 кА, *3* – 1.5 кА, *4* – 0.92 кА, *5* – 0.5 кА, *6* – 0.25 кА.

ка быстро увеличивается падение напряжения на динисторе до тех пор, пока электроны, инжектированные катодным эмиттером, не достигнут коллекторного перехода.

Обращает на себя внимание тот факт, что, несмотря на резкий рост напряжения V_{TM} при почти 8-кратном снижении заряда запуска, установившееся напряжение на коммутаторе V_T составляет 112 В (рис. 6а, 7а) и практически не изменилось. Это можно объяснить тем, что в начальный момент процесса истощения управляющего плазменного слоя, вызванного низким зарядом запуска, эмиттерные переходы динистора успевают установить высокий уровень инжекции носителей заряда и модуляции проводимости в слаболегированной части кремниевой структуры. Тем не менее, дальнейшее снижение Q_{RCRM} может привести к локализации процесса включения, сильному разогреву, шнурованию тока и отказу прибора.

На рис. 8 показана зависимость отношения амплитуды пика коммутационного напряжения к установившемуся падению напряжения (V_{TM}/V_T) на р.в.д.-коммутаторе в открытом состоянии от заряда реверсивного запуска и скорости нарастания тока.

Как видно из экспериментальной зависимости $V_{TM}/V_T = f(Q_{RCRM})$ — кривой 2 на рис. 8, переход участка насыщения к участку резкого роста коммутационного пика происходит примерно при значении Q_{RCRM} , составляющем 0.6—1 мКл. Поэтому минимально допустимую величину заряда запуска при коммутации импульсов тока амплитудой 250 кА и di/dt на начальном участке 1.5 кА/мкс можно было бы установить равной 1.5—2 мКл. Однако в создаваемой установке возможны аварийные режимы работы конденсаторной батареи, при которых через коммутатор может протекать



Рис. 6. Осциллограммы напряжения (1) и тока (2) р.в.д.-коммутатора, включенного током запуска 1.5 кА ($Q_{RCRM} = 2.43$ мКл). Масштабы по вертикали: тока – 50 кА/деление, напряжения – 20 В/деление; по горизонтали – 100 мкс/деление (**a**), 4 мкс/деление (**б**).

короткий импульс аварийного тока амплитудой несколько сотен килоампер, длительностью <100 мкс с di/dt на фронте 30–40 кА/мкс. По расчетной зависимости $V_{TM}/V_T = f(Q_{RCRM})$ – кривой I на рис. 8 – при коммутации импульсов тока со скоростью нарастания на фронте тока 40 кА/мкс видно, что переход участка насыщения к участку резкого роста коммутационного пика происходит при значении $Q_{RCRM} \approx 3$ мКл. На основании полученных результатов установлено, что для надежной работы р.в.д.-коммутатора во всех режимах эксплуатации е.н.э. минимальный заряд запуска должен быть не менее 3–3.5 мКл.

Рабочие и предельно-допустимые импульсные токи р.в.д.-коммутаторов

Коммутирующие характеристики и рабочий ресурс р.в.д. во многом определяются зависимостью прямого падения напряжения на приборе от амплитуды импульсного тока (прямая вольт-амперная характеристика динистора).

На рис. 9 представлена расчетная вольт-амперная характеристика (кривая *I*) единичного элемента р.в.д. Ø 80 мм при длительности им-



Рис. 7. Осциллограммы напряжения (1) и тока (2) р.в.д.-коммутатора, включенного током запуска 0.25 кА ($Q_{RCRM} = 0.31$ мКл). Масштабы по вертикали: тока – 50 кА/деление, напряжения – 20 В/деление (а), 100 В/деление (б); по горизонтали – 100 мкс/деление (а), 4 мкс/деление (б).

пульса тока 500 мкс. Здесь же показана расчетная зависимость максимального приращения температуры кремниевой структуры динистора (ΔT_j) от протекающего тока (кривая 2).

Полученную вольт-амперную характеристику (в.а.х.) можно условно разделить на три характерных участка и, соответственно, три возможные области работы р.в.д.-коммутатора. Область І – область безопасной работы для токов от 0 до 260 кА с практически линейным участком в.а.х. с низким дифференциальным сопротивлением. Максимальное приращение температуры на границе этой области не превышает 210 К. Область ІІразрешенная область работы в диапазоне токов 260-310 кА с низким ресурсом и риском потери работоспособности р.в.д. при первых сотнях включений. В этой переходной области наблюдаются увеличенные значения дифференциального сопротивления и максимальной температуры структуры динистора. Область III (токи свыше 320 кА) - запрещенная область работы. Она характеризуется высокими температурами, близкими к температурам термогенерационных процессов в кремнии, большой вероятностью шнурования тока и



Рис. 8. Зависимость отношения амплитуды пика коммутационного напряжения к установившемуся падению напряжения на р.в.д.-коммутаторе в открытом состоянии от заряда запуска и скорости нарастания тока di/dt: 1 - 40 кА/мкс, 2 - 1.5 кА/мкс.

теплового пробоя. В этом случае выход р.в.д. из строя неизбежен уже при первых включениях.

Исследования прямой в.а.х. нового р.в.д проводились на испытательном стенде Научно-инженерного центра силовых полупроводниковых приборов (НИЦ СПП) ПАО "Электровыпрямитель" [19] и на стендах в Институте лазерных физических исследований (ИЛФИ) РФЯЦ-ВНИИ-ЭФ. Формы импульсов тока при работе стендов несколько отличаются друг от друга. На рис. 10 представлены динамические кривые разогрева кремниевой структуры р.в.д. при коммутации импульсов тока различной формы: апериодические разряды е.н.э. на активно-индуктивную нагрузку (кривая 1) и импульсные лампы (кривая 2) на испытательных стендах ИЛФИ, правильная полусинусоида (кривая 3) при разряде конденсаторной батареи на резистивную нагрузку на испытательном стенде НИЦ СПП.

На рис. 10 следует, что предельно-допустимая температура кремниевых структур р.в.д. ($T_{j \max} = 250^{\circ}$ С) достигается на стенде ИЛФИ при коммутации импульсов тока амплитудой 250 кА, а на стенде НИЦ СПП — при коммутации импульсов тока амплитудой 220 кА.

Результаты исследования прямой в.а.х. нового р.в.д.-коммутатора приведены по экспериментам на испытательном стенде НИЦ СПП в диапазоне токов от 19 до 308 кА длительностью 500 мкс при заряде накачки 3.2 мКл. После каждой серии измерений проводились измерения токов утечки коммутатора при напряжении 25 кВ.



Рис. 9. Расчетная в.а.х. модернизированного р.в.д. Ø 80 мм: *1* – прямая в.а.х., *2* – максимальное приращение температуры, длительность импульса 500 мкс.

На рис. 11 показаны временные зависимости разрядных токов и падений напряжения на коммутаторе. Термогенерационный пик падения напряжения (рис. 11б) возникает на 340-й микросекунде после начала прохождения разрядного тока амплитудой 308 кА. Появление термогенерационного пика на кривой падения напряжения говорит о начале неконтролируемого термогенерационного процесса. Дальнейшее незначительное увеличение тока (на 0.5–1.0 кА) вызовет быструю



Рис. 10. Динамические кривые разогрева кремниевой структуры р.в.д. при коммутации импульсов тока различной формы: апериодические разряды е.н.э. на активно-индуктивную нагрузку (1) и импульсные лампы (2) на испытательных стендах ИЛФИ, правильная полусинусоида (3) при разряде конденсаторной батареи на резистивную нагрузку на испытательном стенде НИЦ СПП.



Рис. 11. Осциллограммы коммутируемых импульсов тока (а) и падения напряжения (б) при испытаниях нового р.в.д.-коммутатора. Амплитуда токов, кА: *1* – 50, *2* – 100, *3* – 150, *4* – 200, *5* – 245, *6* – 260, *7* – 270, *8* – 290, *9* – 300, *10* – 308.

локализацию тока и тепла в кремниевой структуре и, в итоге, пробой полупроводниковых приборов и коммутатора.

По измеренным кривым тока и падения напряжения (рис. 11) рассчитана энергия, рассеиваемая в р.в.д.-коммутаторе при токе 250 кА. Она не превышает 8.5 кДж, что в 4.3 раза меньше энергии потерь, выделяющейся при том же токе в одном из лучших представителей газоразрядных коммутаторов – искровом разряднике [1]. Низкие потери и отвод тепла от каждого элемента позволяют использовать р.в.д.- коммутаторы в конденсаторных батареях лазерных установок без принудительного охлаждения, существенно упрощая при этом обслуживание и снижая стоимость е.н.э.

На рис. 12 представлена экспериментальная прямая в.а.х. нового коммутатора, построенная по результатам измерений временных зависимостей разрядных токов и напряжений. Сравнивая



Рис. 12. Экспериментальная в.а.х. нового р.в.д.-коммутатора. Верхняя шкала тока соответствует измеренным значениям на стенде НИЦ СПП, нижняя эквивалентному значению тока через коммутатор на стенде ИЛФИ.

в.а.х., изображенные на рис. 9 и рис. 12, можно видеть, что результаты измерений (с учетом поправки на форму тока) хорошо совпадают с расчетными данными. Так же, как и на рис. 9, можно выделить три области, характеризующие рабочий (область *I*), предельный (область *II*) и запрещенный (область *III*) режимы работы коммутатора. Рабочий режим – это 250 кА/25 кВ/500 мкс с ресурсом около 10000 включений; предельно-допустимый режим – до 300 кА (апериодический разряд), при этом количество импульсов в таком режиме не должно превышать 25–30 включений за весь срок службы коммутатора.

Коммутация тока свыше 300 кА запрещена. Критическое значение импульса тока через коммутатор, при котором может наступить шнурование тока в кремниевой структуре р.в.д. и выход коммутатора из строя при первом включении, около 350 кА.

Оценка срока службы р.в.д.-коммутаторов

Для оценки полного срока службы (число импульсов между обслуживаниями) и надежности коммутатора были проведены испытания партии из 29 модернизированных коммутаторов при рабочем напряжении 24 кВ и коммутируемом токе 250 кА. Один из таких коммутаторов выдержал 2100 включений, еще один коммутатор прошел 400 включений, а остальные коммутаторы — по 50 включений. Полное число импульсов тока на испытательных стендах составило около 15000. Отказов при срабатывании и выходов из строя коммутаторов не выявлено.

Проведенные испытания имитируют реальные условия эксплуатации полупроводниковых компонентов. Но объем этих испытаний, как правило, не достаточен, чтобы подтвердить заявленный срок службы коммутатора. Испытания в реальных условиях на весь срок службы заняли бы слишком много времени и затрат. Поэтому по результатам ресурсных испытаний была сделана оценка срока службы модернизированных коммутаторов с использованием модели отказа Аррениуса. Эта модель связывает скорость физикохимических реакций, протекающих в полупроводниковых приборах при деградации, с энергией активации разрушения алюминия и температурной нагрузкой. Если количество включений коммутатора предполагать законченным при достижении определенной деградации, то его ресурс можно представить в виде:

$$L = A \exp(E_a/kT),$$

где E_a , эВ — энергия активации, k — постоянная Больцмана, Т, К – абсолютная температура, А – константа. Энергия активации зависит от механизма отказа. В расчетах использовалась энергия активации $E_a = 0.6$ эВ, соответствующая электромиграции алюминия в полупроводниковых приборах при высоких плотностях тока и температурах [13, 14]. Гарантированный ресурс работы коммутаторов с р.в.д. Ø 76 мм, неоднократно подтвержденный экспериментально, - не менее 1000 включений. Расчеты показали, что снижение максимальной температуры перехода на 100°С, полученное за счет модернизации динисторов и коммутаторов, увеличивает ресурс разрядных ключей при работе в режиме 250 кА/25 кВ/500 мкс до 10066 включений. Также, используя расчетную зависимость максимальной температуры перехода от амплитуды импульсного тока (рис. 9), можно оценить срок службы коммутаторов при снижении токовой нагрузки. Расчеты показали, что снижение рабочего тока с 250 кА до 200, 150 и 100 кА повышает срок службы р.в.д.-коммутатора соответственно с 10⁴ до $3.5 \cdot 10^4$, 10^5 и 10^6 включений. Соединив два коммутатора в параллель, можно повысить срок службы р.в.д.-коммутатора до 10⁵ включений при работе в режиме 250 кА/25 кВ/500 мкс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и исследован высоковольтный полупроводниковый коммутатор нового поколения на основе реверсивно-включаемых динисторов, работающий при высоких плотностях тока, с прогнозируемым ресурсом 10000 включений и рабочим напряжением 25 кВ. Он способен коммутировать импульсы силового тока с амплитудой 250 кА и заряд около 70 Кл. Достигнуты рекордно высокие показатели удельной импульсной мощности коммутатора на единицу объема (490 MBт/дм³) и массы (250 MBт/кг).

Налажено производство опытных образцов р.в.д-коммутаторов и их тестирование в штатном режиме работы неодимовой лазерной установки мегаджоулевого класса (250 кА/25 кВ/500 мкс). Несколько образцов были подвергнуты ресурсным испытаниям, которые продемонстрировали надежную работу коммутаторов в течение 1000, 2000 и 3000 срабатываний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Savage M.E. // Proceedings of the 12 th IEEE International Pulsed Power Conference. Monterey, CA, USA. 1999. P. 1238.
- 2. Горбатюк А.В., Грехов И.В., Коротков С.В., Костина Л.С., Яковчук Н.С. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 11. С. 685.
- 3. *Тучкевич В.М., Грехов И.В.* Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л.: Наука, 1988. С. 117.
- Chumakov G.D., Galakhov I.V., Gudov S.N., Kirillov G.A., Kovtun V.I., Larson D., Martynenko V.A., Murugov V.M., Osin V.A., Zolotovski V.I. // Proceeding of 10th IEEE International Pulsed Power Conference. Albuguergue, NM, USA. 1995. P. 1103.
- 5. Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В., Степанынц А.Л. // ПТЭ. 2003. № 1. С. 53.
- Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Жмодиков А.Л., Козлов А.К., Коротков Д.А., Люблинский А.Г. // ПТЭ. 2010. № 1. С. 172.
- Belyaev S.A., Bezuglov V.G., Chibirkin V.V., Chumakov G.D., Galakhov I.V., Garanin S.G., Grigorovich S.V., Kinzibaev M.I., Khapugin A.A., Kopelovich E.A., Flat F.A., Frolov O.V., Logutenko S.L., Martynenko V.A., Murugov V.M. et al. // 28th ICPIG. Prague, Czech Republic. 2007.
- Бродский Ю.Я., Галахов И.В., Копелович Е.А., Мартыненко В.А., Муругов В.М., Осин В.А., Флат Ф.А., Чумаков Г.Д., Шуляпов В.И. Патент на изобретение 2421840 РФ // Опубл. 20.06.2011. Бюл. № 17.
- Безуглов В.Г., Бабер И.С., Бродский Ю.Я., Галахов И.В., Гаранин С.Г., Григорович С.В., Гудов С.Н., Зарецкий А.И., Золотовский В.И., Карпов Н.И., Кирдяшкин М.Ю., Копелович Е.А., Лазарчук В.П., Логутенко С.Л., Митрофанов О.Г. и др. // Международная конференция. Х Харитоновские тематические научные чтения. Мощные лазеры и исследования физики высоких плотностей энергии. Саров: РФЯЦ– ВНИИЭФ, 2008. С. 260.
- Безнасюк Н.Н., Галахов И.В., Гаранин С.Г., Григорович С.В., Ерошенко В.А., Илькаев Р.И., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Муругов В.М., Рукавишников Н.Н., Сухарев С.А. // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2002. Т. 3. С. 232.
- Гаранин С.Г., Бельков С.А., Бондаренко С.В. // Сборник докладов XXXIX международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. 2012. С. 17.
- 12. Арзев А.Г., Беспалов Е.А., Бродский И.А., Галахов И.В., Ганин Л.С., Коженков Е.В., Креков А.В., Лесков В.И.,

Логутенко С.Л., Осин В.А., Свиридов В.В., Сеник Д.А., Чистопольский М.В. // Международная конференция. XVIII Харитоновские тематические научные чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2016. Т. 2. С. 55.

- 13. Semiconductor Reliability Handbook (Discrete Devices). Toshiba Corporation, 1999.
- 14. Сивченко А.С. // МЭС-2016. М.: Ин-т проблем проектирования в микроэлектронике РАН, 2016.
- 15. Sentaurus Device User Guide // Synopsys Inc. Mountain View. CA, USA. 2014.
- Grishanin A., Yantsen N., Martynenko V., Frolov O. // PCIM Europe 2014. Nuremberg, Germany. May 2014. P. 921.
- 17. Schwarzbauer H., Kuhnert R. // IEEE Trans. Industry Applications, 1991. V. 27. № 1. P. 93.
- Grishanin A., Martynenko V., Khapugin A., Malygin M., Frolov O., Nishchev K., Novopoltsev M. // PCIM Europe 2017. Nuremberg, Germany. May 2017. P. 756.
- 19. Khapugin A.A., Plotnikov A.V., Martynenko V.A., Grishanin A.V., Kostritskii S.I., Kartaev V.N. // PCIM Europe 2019. Nuremberg, Germany. May 2019. P. 769.

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 537.534.8

ФИЗИЧЕСКОЕ РАСПЫЛЕНИЕ МЕДНОГО АНОДА ПЛАНАРНОГО МАГНЕТРОНА ПУЧКОМ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ АРГОНА ЭНЕРГИЕЙ 1–10 кэВ

© 2021 г. А. П. Семенов^{*a*,*}, И. А. Семенова^{*a*}, Д. Б.-Д. Цыренов^{*a*}, Э. О. Николаев^{*a*}

^а Институт физического материаловедения СО РАН Россия, 670047, Улан-Удэ, Сахьяновой, 6 *e-mail: alexandersemenov2018@mail.ru, semenov@ipms.bscnet.ru Поступила в редакцию 08.02.2021 г. После доработки 22.02.2021 г. Принята к публикации 24.02.2021 г.

В приближении переноса кинетической энергии в каскадах столкновений рассматривается численная оценка коэффициента распыления медного анода магнетрона. Показано, при инжекции 1–10 кэВ ионного пучка в магнетрон коэффициент распыления медного анода магнетрона составляет 3–6 атомов на один падающий ион, что позволяет вносить и регулировать с высокой точностью и в малых долевых соотношениях (единицы ат. %) примесь, в частности медь, в условиях синтеза сверхтвердых TiN– Сu-покрытий реактивным магнетронным распылением и направленно воздействовать на нанокристаллическую структуру покрытий.

DOI: 10.31857/S0032816221040261

ВВЕДЕНИЕ

При синтезе композитных наноструктурированных покрытий TiN-Cu перспективными выглядят процессы синтеза TiN в пара́х Cu [1-5]. Зависимость твердости покрытия от содержания меди имеет немонотонный характер. Максимальное значение твердости достигается при относительно низких концентрациях меди ~1-2 ат. % с формированием нанокомпозитной структуры. Достижение высокой твердости TiN–Cu-покрытий связано с содержанием малых атомарных концентраций меди в синтезируемых покрытиях TiN, допускающих соблюдение высокой точности наполнения медью. Определенный интерес представляют газоразрядные распылительные устройства, в которых пары Си создаются ускоренным ионным пучком [6]. В общем случае основной количественной характеристикой ионного распыления является коэффициент распыления как среднее число атомов, выбиваемых из мишени одним падающим ионом. Зная зависимость коэффициента распыления мели от энергии ионов, можно задавать требуемую атомарную концентрацию распыленных атомов и направленно управлять твердостью композитного покрытия TiN-Cu. Кроме того, процессы распыления мишеней в вакууме ускоренным пучком ионов занимают заметное место в ряду приоритетных пучковых технологий и являются при этом одним из развивающихся направлений использования, в частности, газоразрядных источников ионов [7–11].

В данной работе рассматривается физическое распыление центрального медного анода планарного магнетрона ускоренным пучком ионов аргона в конструкции распылительного газоразрядного устройства [6] и оценивается коэффициент распыления медного анода в приближении переноса кинетической энергии в каскадах столкновений.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Вычисление коэффициента распыления центрального медного анода выполнялось применительно к характеристикам газоразрядного распылительного устройства на основе принципа инжекции ионного пучка в планарный магнетрон [6]. Магнетрон содержит титановый катод, кольцевой и центральный аноды, установленые соответственно по периметру и на оси устройства. Центральный медный анод выполняет функцию мишени. На периферии магнетрона, вдоль оси центрального анода устанавливается разрядная камера плазменного источника ионов [12–14].

В разрядной камере ионного источника инициируется отражательный разряд с полым катодом током 0.05–0.1 А. Ионы аргона извлекаются



Рис. 1. Распределение ионного тока на поверхности медного анода магнетрона: диаметр эмиссионного канала 4 мм, ток пучка 4 мА, ускоряющее напряжение 10 кВ.

из прикатодной плазмы разряда через эмиссионный канал подачей напряжения от высоковольтного выпрямителя с выходным напряжением 1— 10 кВ. При этом, в зависимости от соотношения тока разряда и ускоряющего напряжения плазменной фокусировкой реализуется формирование сравнительно слаборасходящегося пучка ионов (рис. 1). Ускоренные продольно ионы инициируют физическое распыление центрального медного анода, выполняя функцию, связанную с образованием паров меди.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Считается [15–17], что направленный поток частиц, выбиваемых, в частности, из медной мишени, состоит в основном из медьсодержащей плазмы (атомов меди, включая возбужденные и ионизованные, кластеров и электронов).

Эффективность распыления мишени Си ионами Ar⁺ характеризуется коэффициентом распыления Y_{Cu} . Число атомов $Y_{Cu}(0)$, выбиваемых в режиме линейных каскадов, средних энергий и масс ионов одним нормально падающим на мишень ионом, описывается в приближении переноса кинетической энергии в каскадах столкновений на основе решения линеаризованного уравнения Больцмана в его интегрально-дифференциальной форме [15–19].

На основе решения уравнений каскадной теории [19] формулу расчета $Y_{\rm Cu}(0)$ для килоэлектронвольтных энергий и средних масс распыляющих ионов можно привести к виду

$$Y_{\rm Cu}(0) = \frac{0.467\alpha e^2 \alpha_{\rm o} s_n(\epsilon)}{U_{\rm o}} \times \frac{Z_{\rm Ar} Z_{\rm Cu}}{(Z_{\rm Ar}^{1/2} + Z_{\rm Cu}^{1/2})^{2/3}} \frac{M_{\rm Ar}}{M_{\rm Ar} + M_{\rm Cu}},$$
(1)

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021

где α — безразмерная функция отношения $M_{\rm Cu}/M_{\rm Ar}$ массы распыляемого атома к массе распыляющего иона; $\alpha_{\rm o}$ — боровский радиус; $Z_{\rm Ar}$, $Z_{\rm Cu}$ — атомные номера; e^2 — квадрат заряда электрона; $s_n(\varepsilon)$ — приведенное сечение ядерного торможения для взаимодействия Томаса—Ферми; $U_{\rm o}$ — энергия сублимации Cu.

Характер зависимости параметра α от отношения M_{Cu}/M_{Ar} массы атома Cu к массе иона Ar⁺ [16]: $M_{\rm Cu}/M_{\rm Ar}$ 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8 0.9 1.0 0.164 0.17 0.175 0.186 0.197 0.205 0.225 0.237 0.243 0.256 α $M_{\rm Cu}/M_{\rm Ar} = 2$ 3 4 5 6 7 8 9 10 0.406 0.546 0.69 0.83 0.95 1.06 1.15 1.25 1.39 α

При $M_{Cu}/M_{Ar} = 1.59$ параметр $\alpha = 0.351$.

По нижеследующей формуле [18] вычисляется ϵ – приведенная энергия Линдхарда для значений энергии распыляющих ионов в диапазоне 1–10 кэВ:

$$\varepsilon = \frac{0.885M_{\rm Cu}E_{\rm Ar}\alpha_{\rm o}}{Z_{\rm Ar}Z_{\rm Cu}e^2(M_{\rm Ar}+M_{\rm Cu})}\frac{1}{(Z_{\rm Ar}^{1/2}+Z_{\rm Cu}^{1/2})^{2/3}},\qquad(2)$$

где E_{Ar} эВ – энергия распыляющих ионов Ar⁺.

Подставляя в (2) $\alpha_0 = 0.529$ Å, $M_{Cu} = 63.54$, $M_{Ar} = 39.94$, $Z_{Ar} = 18$, $Z_{Cu} = 29$, $e^2 = 14.395$ эВ · Å, находим ε . Вычисленным по формуле (2) значениям ε соответствуют значения приведенных сечений ядерного торможения $s_n(\varepsilon)$ для взаимодействия Томаса–Ферми [18], представленные ниже:

Подставляя в (1) $\alpha = 0.351$ для $M_{\rm Cu}/M_{\rm Ar} = 1.59$, $\alpha_{\rm o} = 0.529$ Å, $Z_{\rm Ar} = 18$, $Z_{\rm Cu} = 29$, $e^2 = 14.395$ эВ · Å, $U_{\rm o} = 3.46$ эВ [18], $M_{\rm Cu} = 63.54$, $M_{\rm Ar} = 39.94$, находим численно значения коэффициента распыления $Y_{\rm Cu}(0)$ в зависимости от энергии ионов (рис. 2) при нормальном падении ионов $\theta = 0$ (θ – угол падения ионов). Численная оценка хорошо согласуется с экспериментальными значениями коэффициента распыления Си ионами Ar⁺ в диапазоне энергий 1–10 кэВ [16].

В условиях эксперимента ионы падают на медный анод магнетрона наклонно в виду расходимости ионного пучка под действием собственного объемного заряда (рис. 1). Угол падения ионов θ на анод отличается от нормального. В случае наклонного падения ионов отклонение от нормального падения на угол $\theta > 0$ приводит к сокращению глубины проникновения части ионов на величину соя θ и, как следствие, к концентрированию каскада столкновений в области поверхности медного анода. В общем случае коэффициент распыления выражается соотношением [20]



Рис. 2. Расчетная зависимость коэффициента распыления меди от энергии распыляющих ионов аргона.

$$Y_{\rm Cu}(\theta) \sim \frac{Y_{\rm Cu}(0)}{\left(\cos\theta\right)^k}.$$
 (3)

При $M_{\rm Ar} < M_{\rm Cu}$ показатель степени $k \sim 1$. Из немонотонного характера зависимости коэффициента распыления от угла падения распыляющих ионов следует, что $Y_{\rm Cu}(\theta) > Y_{\rm Cu}(0)$. Формула (3) свидетельствует: поправка численного значения коэффициента распыления зависит от выбора среднего значение угла падения ионов θ в расходящемся пучке распыляющим анод магнетрона (рис. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, одним из подходов синтеза композитных покрытий TiN-Cu является физическое распыление центрального медного анода магнетрона ускоренным пучком ионов аргона. При инжекции 1-10 кэВ ионного пучка в магнетрон коэффициент распыления медного анода магнетрона составляет 3-6 атомов на один падающий ион. Физическое распыление ионным пучком позволяет вносить и регулировать с высокой точностью и в малых долевых соотношениях примесь, в частности медь, в условиях синтеза сверхтвердых покрытий TiN-Cu реактивным магнетронным распылением и направленно воздействовать на нанокристаллическую структуру покрытий. Так [1-5] свидетельствуют, при концентрации меди ~1.5 ат. % твердость покрытия TiN-Cu составляет 42-45 ГПа, размер кристаллитов 5-25 нм.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ № 20-08-00207_а и государственного

задания Министерства науки и высшего образования РФ, тема № 0270-2021-0001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Семенов А.П., Цыренов Д.Б.-Д., Семенова И.А. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 119. https://doi.org/10.7868/S0032816217060106
- Ivanov Yu.F., Koval N.N., Krysina O.V., Baumbach T., Doyle S., Slobodsky T., Timchenko N.A., Galimov R.M., Shmakov A.N. // Surface and Coatings Technology. 2012. V. 207. P. 430. https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2012.07.037
- 3. *He J.L., Setsuhara Y., Shimizu I., Miyake S. //* Surface and Coatings Technology. 2001. V. 137. P. 38. https://doi.org/10.1016/S0257-8972(00)01089-6
- Myung H.S., Lee H.M., Shaginyan L.R., Han J.G. // Surface and Coatings Technology. 2003. V. 163–164. P. 591. https://doi.org/10.1016/S0257-8972(02)00627-8
- Myung H.S., Han J.G., Boo J.H. // Surface and Coatings Technology. 2004. V. 177–178. P. 404. https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2003.09.016
- 6. Семенов А.П., Семенова И.А., Цыренов Д.Б.-Д., Николаев Э.О. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 143. https://doi.org/10.31857/S0032816220050213
- Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. // Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. 1989. Т. 5. С. 55.
- Семенов А.П. Техника распыления ионными пучками. Улан-Удэ: Изд-во Бурятского научного центра СО РАН, 1996.
- 9. Семенов А.П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Улан-Удэ: Изд-во Бурятского научного центра СО РАН, 1999.
- Семенова А.А., Гудилин Е.А., Семенова И.А., Семенов А.П., Иванов В.К., Третьяков Ю.Д. // ДАН. 2011. Т. 438. № 4. С. 490.
- 11. Семенов А.П., Семенова И.А. // ПТЭ. 2010. № 3. С. 139.
- 12. Семенов А.П. // Сибирский физико-технический журнал. 1993. Вып. 6. С. 68.
- 13. Семенов А.П. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 2. С. 131.
- Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. Екатеринбург: УИФ Наука, 1993.
- Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел / Под ред. Е.С. Машковой. М.: Мир, 1989.
- Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984.
- 17. Плетнев В.В. // Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. 1991. Т. 5. С. 4.
- Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- 19. Sigmund P. // Phys. Rev. 1969. V. 184. № 2. P. 383.
- 20. *Yamamura Y., Shimizu R., Shimizu H., Itoh N. //* Ион оё токусю (Japan). 1983. V. 26. № 2. Р. 69.

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 621.3.049.76

ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ АБСОЛЮТНЫХ РАССТОЯНИЙ МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

© 2021 г. В. Т. Потапов^{а,*}, Н. М. Жамалетдинов^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1 *e-mail: v_potapov38@mail.ru

Поступила в редакцию 20.01.2021 г. После доработки 25.01.2021 г. Принята к публикации 03.02.2021 г.

Исследованы возможности повышения точности измерений волоконно-оптических датчиков абсолютных расстояний нанометрового диапазона, использующих спектральный метод волоконнооптической низкокогерентной интерферометрии. Экспериментально показана возможность измерения расстояния с погрешностью не более ±15 нм в диапазоне 20–250 мкм.

DOI: 10.31857/S003281622104008X

Известно, что на основе интерферометров Фабри-Перо (и.Ф.П.) как могут быть, так и уже создаются волоконно-оптические датчики различных физических величин с миниатюрными чувствительными элементами [1-6]. Принцип действия датчиков основан на измерении базы и.Ф.П., т.е. расстояния между его зеркалами, в зависимости от внешних воздействий (температуры, давления, вибраций, магнитного поля и т.д.). К настоящему времени известно большое количество работ, в которых предложены и реализованы оптические метолы измерений абсолютных расстояний. в том числе и базы и.Ф.П. Одним из практичных и перспективных решений проблемы абсолютных и дистанционных измерений расстояний и перемещений является метод спектральной волоконно-оптической низкокогерентной интерферометрии. К основным достоинствам этого метода относятся достаточно высокая точность измерений, которая практически не зависит от флуктуаций оптической мощности в линии, возможность дистанционных измерений и создания миниатюрных чувствительных элементов волоконнооптических датчиков.

Методы спектральной волоконно-оптической низкокогерентной интерферометрии, предназначенные для определения геометрических характеристик объектов, основаны на измерении автокорелляционной функции зондирующего излучения после его взаимодействия с образцом (или чувствительным элементом датчика). В работе [6] описан достаточно простой волоконно-оптический датчик для измерения абсолютных значений расстояний и перемещений, реализующий этот метод. Датчик обеспечивает точность измерений базы и.Ф.П. (расстояний между торцом волокна и отражающей поверхностью) с погрешностью ± 50 нм в диапазоне 20–250 мкм. Такая погрешность существенно ограничивает область применения датчика и возможность разработки новых измерительных систем на его основе.

В настоящей работе обсуждаются источники этой погрешности и пути ее снижения. Экспериментально показана возможность снижения этой погрешности до значений ± 15 нм в указанном выше диапазоне, что позволит создавать высокоточные датчики физических величин, конвертируемых в перемещения.

Схема макета волоконно-оптического датчика, реализующего спектральный метод волоконнооптической низкокогерентной интерферометрии, приведена на рис. 1, и она идентична схеме, описанной в [6]. В качестве источника широкополосного излучения использован суперлюминесцентный светодиод SLD-471, сигнал от которого по оптическому волокну подается на и.Ф.П., образованный торцом волокна и отражающей поверхностью, и анализируется с помощью миниспектрометра, представляющего собой дифракционную решетку (эшелетт), согласованную с матрицей на основе прибора с зарядовой связью (п.з.с.) с помощью объективов.

Спектр излучений SLD-471 показан на рис. 2. На этом же рисунке приведен зарегистрированный миниспектрометром типичный спектр отра-



Рис. 1. Схема макета волоконно-оптического датчика для измерения расстояний.

жения и.Ф.П., образованного торцами двух оптических волокон, расположенных на расстоянии $d \approx 124.24$ мкм Согласно рисунку, отраженный сигнал SLD-471 промодулирован некоторой частотой f, которая определяется базой d и.Ф.П. и длиной волны λ излучения. Изменение базы (расстояния между торцами волокна) приводит к изменению частоты f, т.е. периодичности появления пиков сигнала (максимумов и минимумов) на кривой, и к смещениям спектральных кривых.

Следует заметить, что при фиксированной базе и.Ф.П. периодичность пиков, а следовательно, и частота модуляции f будут различными для разных длин волн λ : в коротковолновой части спектра частота f_1 выше, а периодичность пиков меньше, а в длинноволновой наоборот — частота f_2 будет ниже, а периодичность больше.

Это связано с тем, что дифракционная решетка пространственно распределяет (разрешает) падающее на нее излучение по длинам волн, а не по фазе. Максимумы спектра будут расположены на длинах волн:

$$\lambda_m = 2nd/m,\tag{1}$$

где n — показатель преломления среды и. Φ . Π ., d — база и. Φ . Π ., m — целое число.

Очевидно, что базу d и.Ф.П. можно вычислить из спектральной кривой отражения (кривая 2 на рис. 2), определив частоту модуляции f, которая обусловлена числом максимумов и их положением на кривой, путем фурье-преобразования сигнала с п.з.с.-матрицы. Однако, как было показано в [6], этого недостаточно для получения удовлетворительной точности измерений, так как источник SLD-471 излучает в достаточно широком спектральном диапазоне ($\Delta \lambda \approx 60$ нм). В этом случае при заданном значении d максимумы на спектральной кривой отражения расположены неэквидистантно, т.е. расстояние между максимумами будет зависеть от длины волны и, напри-



Рис. 2. Спектры: 1 - излучения светодиода SLD-471 (1), 2 - отражения и.Ф.П., образованного торцами световодов, расположенных на расстоянии ≈ 124.24 мкм.

мер, для двух соседних максимумов на длинах волн λ_1 и λ_2 будет равно:

$$r = 2nd/\lambda_1 - 2nd/\lambda_2 \cong 2nd(\lambda^2/\Delta\lambda).$$
(2)

Следовательно, путем преобразования Фурье мы получаем некоторое среднее значение частоты, по которому невозможно определить точное значение *d*. Оценки показывают, что данным методом можно получить относительную точность измерений порядка нескольких процентов.

В [6] предложен и реализован порядок получения значений базы из спектральной кривой отражения и.Ф.П. по положениям максимумов (минимумов). Этот метод позволил в первом приближении измерять значения базы и.Ф.П. с погрешностью ± 50 нм в диапазоне 30-250 мкм. Дальнейшие экспериментальные исследования показали, что, наряду с неэквидистантностью, эта погрешность обусловлена также систематической ошибкой, связанной с несовершенством миниспектрометра, а именно с неточностью измерения длин волн, соответствующих максимумам и минимумам спектральной кривой. Поэтому для уменьшения этой погрешности необходимо сравнивать спектральные кривые по значительно бо́льшему числу точек, включая максимумы и минимумы кривых, и находить усредненные значения базы и.Ф.П. при соответствующих минимальных расхождениях спектральных кривых.

С этой целью в процессе измерений базы и.Ф.П. миниспектрометром регистрируется спектральная кривая отражения и.Ф.П. с некоторой базой $d_{\mu\Phi\Pi}$. Далее, для определения этой базы проводятся следующие операции. В диапазоне спектра рабочих длин волн (спектра SLD-471) $\lambda_{01} - \lambda_{02}$ рассчитывается спектр кривых отражения базы и.Ф.П. с заданным интервалом Δd в диапазоне измерений *d*. В нашем случае мы полагали $\Delta d = 10$ нм. Путем сравнения расчетных кривых с экспери-



Рис. 3. Зависимости от времени $d_{\mu\Phi\Pi}$ в интервалах 54.8–57.9 мкм (**a**) и 54.8–55.9 мкм (**б**), полученные: *l* – путем вычисления по частоте интерференционных пиков; *2* – путем более точного расчета спектра с интервалом $\Delta d = 10$ нм.

ментальной выбирается наиболее близкая к эксперименту кривая и по ней определяется значение измеренной *d*_{иФП}.

Очевидно, что полученные таким образом значения базы $d_{\mu\Phi\Pi}$ определяются с точностью $\pm\Delta d$, которая будет зависеть от точности измерения длин волн λ и среднего отклонения (дисперсии) сравниваемых кривых по большому числу точек. Полученные значения Δd и будут определять систематическую погрешность измерения расстояний датчика. Следует заметить, что при обработке результатов эти отклонения могут быть в сторону как коротких, так и длинных волн. Поэтому ошибка Δd может иметь как положительные, так и отрицательные значения, что и наблюдалось в эксперименте. Вследствие этого в процессе непрерывного измерения на кривой зависимости $d_{\mu \Phi \Pi}$ от времени появляются выбросы (скачки) с амплитудой $\simeq \Delta d$, что подтверждается экспериментально (рис. 3). Это и является систематической ошибкой измерений.

На рис. З приведены экспериментальные зависимости $d_{\mu\Phi\Pi}$ от времени, полученные двумя способами: кривые *1* соответствуют значениям, вычисленным по частоте интерференционных пи-



Рис. 4. Погрешность измерения длины волны миниспектрометром, полученная при калибровке. Миниспектрометр при калибровке настраивался на длину волны, соответствующую центру спектра SLD-471.

ков, кривые 2 получены путем более точного вычисления с заданным интервалом $\Delta d = 10$ нм. На рис. За приведены результаты измерений $d_{\mu\Phi\Pi}$ в интервале 54.8—57.9 мкм, на рис. Зб — в интервале 54.8—55.9 мкм. Анализ этих кривых показал, что на кривой *1* наблюдаются выбросы (ступеньки) с амплитудой ~50 нм, тогда как на кривой *2* величина этих выбросов составляет лишь ~15 нм.

Очевидно, что свой вклад в систематическую ошибку вносит и ошибка измерения длин волн миниспектрометром. С целью компенсации этой ошибки проводилась калибровка миниспектрометра волоконно-оптического датчика (фактически п.з.с.) с помощью оптического спектроанализатора Ando AQ6377, погрешность измерения длин волн которого не более ±0.05 нм. Результаты этой калибровки приведены на рис. 4, где показана кривая зависимости погрешности измерения длины волны используемого нами миниспектрометра по спектру SLD. При калибровке миниспектрометр настраивали на центральную длину волны спектра SLD-471, равную 945 нм, а затем сравнивали спектры, регистрируемые спектроанализатором и миниспектрометром на других длинах волн. В итоге нам удалось реализовать точность измерений, равную ± 15 нм в диапазоне 20–250 мкм, что практически совпадает с величиной пороговой чувствительности, полученной в [6].

Этот результат позволяет нам сделать вывод, что на основе простого миниспектрометра возможно создание микроминиатюрных волоконнооптических сенсоров физических величин, конвертируемых в перемещение или изменение оптических путей света в среде, обладающих достаточно высокой чувствительностью, большим динамическим диапазоном, высоким пространственным разрешением и возможностью дистанционных измерений. В частности, в ближайшее время перспективным является создание датчика температуры в диапазоне от комнатных до криогенных на основе кремниевых микрорезонаторов и других материалов, коэффициент преломления которых зависит от температуры.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность ООО "T-8" за предоставление спектроанализатора Ando AQ6377 для проведения экспериментов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по плану госзадания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Bing Yu, Dae Woong Kim, Jiang Deng, Hai Xiao, Anbo Wang // Appl. Optics. 2003. V. 42. № 16. P. 60.
- Rao Y.J., Jackson D. // Meas. Sci. Technol. 1996. V. 7. № 7. P. 981. https://doi.org/10.1088/0957-0233/7/7/001
- https://doi.org/10.1088/0957-0255/7/7/001
- 3. Ниева П. // Датчики и системы. 2008. № 5. С. 38.
- Oh Ki D., Ranade J., Arya V., Wang A., Claus R.O. // SPIE. 1998. V. 3538. P. 136.
- 5. Иванов В.В., Маркелов В.А., Новиков М.А., Уставщиков С.С. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 9. С. 82.
- 6. Потапов В.Т., Жамалетдинов М.Н., Жамалетдинов Н.М., Мамедов А.М., Потапов Т.В. // ПТЭ. 2013. № 5. С. 103. https://doi.org/10.7868/S0032816213040277

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 535.241.13:534

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ СУММАТОР-МОДУЛЯТОР ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

© 2021 г. С. Н. Антонов*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

> *e-mail: olga-ant@yandex.ru Поступила в редакцию 27.11.2020 г. После доработки 07.12.2020 г. Принята к публикации 11.12.2020 г.

Акустооптический метод суммирования мощности двух однотипных лазеров с модуляцией и регулировкой интенсивности основан на одновременной дифракции двух лазерных лучей в одном акустооптическом кристалле парателлурита на одной акустической волне. Для лазеров с длинами волн от 400 до 1000 нм частотный диапазон акустических волн составляет 30–5 МГц. Метод применим как для непрерывных, так и для импульсных лазеров. На примере сложения мощностей непрерывных полупроводниковых лазеров (мощность 10 Вт, длина волны 532 нм) показано, что суммарная мощность составила 19.2 Вт.

DOI: 10.31857/S0032816221030162

1. ВВЕДЕНИЕ

Акустооптика (а.о.) в прикладном плане – это управление параметрами светового излучения. Принципиальными особенностями а.о.-приборов являются: возможность управления интенсивным лазерным излучением в десятки и сотни киловатт на квадратный сантиметр, высокое быстродействие (до десятков наносекунд), отсутствие механически перемещаемых элементов, малые вносимые световые потери (единицы процентов), небольшие габариты и вес. Исторически развитие а.о. связано с поиском приложений в таких областях, как спектральный анализ радиосигналов, обработка изображений, оптическая фильтрация [1, 2]. Существенно, что уровень современной электроники и оптоэлектроники позволяет более успешно решать эти задачи.

В настоящее время основное и во многом безальтернативное применение а.о.-устройств связано с лазерными системами. Это модуляция добротности лазерного резонатора, селекция импульсов фемтосекундных лазеров, переключение каналов в системах волоконно-оптической связи, сканирование луча в системах лазерного нанесения изображений, сдвигатели частоты света в измерительных системах и др.

Основным материалом, используемым в современных а.о.-приборах, является монокристалл парателлурита (TeO₂). Кристалл обладает феноменально большой величиной а.о.-качества, $M_2 = 1000 \cdot 10^{-18} \text{ c}^3/\text{г}$ (при дифракции света на мед-

ленной сдвиговой акустической моде), широким диапазоном прозрачности, от 0.35 до 5 мкм, высокой лучевой стойкостью, развитой технологией производства однородных кристаллов со стороной более 20 мм. Теория а.о. на кристалле TeO_2 и ряд важных практических реализаций на его основе изучены и описаны весьма полно [3–6].

На основе гетероструктур создаются мощные полупроводниковые лазеры, определенный тип которых отличает малая расходимость и линейная поляризация излучения. Благодаря таким характеристикам обеспечивается эффективное управление лазерами со стороны а.о.-устройств. Примером может служить новый промышленный лазер с параметрами:

- выходная мощность 10 Вт;
- длина волны 532 нм;
- линейная поляризация (50:1);
- диаметр луча 1.2 мм.

В данной работе предложены методика и устройство для суммирования мощностей двух однотипных полупроводниковых лазеров с одновременной модуляцией (управление мощностью) итогового излучения. Такое устройство позволит расширить функциональные возможности систем, например, аппаратуры для лазерной обработки материалов и нанесения изображений.



Рис. 1. Векторная диаграмма анизотропного а.о.-взаимодействия на одной акустической волне. Масштабы углов являются лишь иллюстрацией.

2. ФИЗИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП

Нижеследующее описание методики и экспериментов приводится для анизотропной (со сменой состояния поляризации) а.о.-дифракции в кристалле TeO₂ на медленной сдвиговой акустической моде.

На рис. 1 показана векторная диаграмма рассматриваемой дифракции. Здесь [001] и [110] оси TeO₂, а n_0 и n_e – оптические индикатрисы кристалла. На кристалл падает излучение Т_{іп}, которое может быть либо неполяризованным, либо поляризованным с вектором поляризации Е, направленным под углом 45° к осям кристалла. В кристалле такой луч может быть представлен как состоящий из собственных мод (компонент) k_o и k_e ортогональных поляризаций одного направления. Вектор ультразвука \mathbf{q}_s на частоте f_s направлен вдоль оси [110]. Условия дифракции таковы, что на данной звуковой волне одновременно выполняется брэгговский синхронизм для двух ортогонально поляризованных компонент падающего света с образованием дифракционных +1 и -1 порядков с векторами \mathbf{k}_{od} и \mathbf{k}_{ed} , которые также ортогонально поляризованы [7, 8]. На выходе а.о.кристалла образуются два луча T_1 и T_2 , угол между которыми определяется выражением (в пределах малых углов) $\Delta \theta = 2\lambda f/v$, где f – частота звука, λ – длина волны света и *v* – скорость звука.

Предлагаемый метод сложения двух световых лучей в один основан на фундаментальном принципе взаимности а.о.-взаимодействия: при изменении хода лучей на обратный выходные лучи (два) становятся входными, а входной (один) выходным. В нашем случае (см. рис. 1) T_1 и T_2 будут входными лучами, а T_{in} – выходным. Существенно, что все параметры а.о.-взаимодействия (частоты, углы) полностью эквивалентны первой за-



Рис. 2. Схема сложения излучений двух лазеров, вектора поляризаций лазеров ортогональны. J_1 и J_2 – лазеры; AOM – а.о.-модулятор; I_1 и I_2 – световые пятна от излучения лазеров без включения ультразвука; ID – единое пятно (объединенный луч) при включении ультразвука; Е – направление вектора поляризации.

даче деления лучей. Схема сложения излучений двух лазеров представлена на рис. 2.

3. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ СУММАТОРА-МОДУЛЯТОРА

Частоту ультразвука f_s , обеспечивающую брэгговский синхронизм одновременно для двух лучей и их сложение, определяем по известному соотношению для показателей преломления одноосного гиротропного кристалла, каковым и является TeO₂ [7–9] (рис. 3).

Угол между входными лазерными лучами для длины волны света 1060 нм будет равен $\Delta \theta =$ = 17.8 мрад, а для длины волны 440 нм – $\Delta \theta =$ = 97 мрад.

Эксперименты по суммированию излучений лазеров проводились на а.о.-модуляторе, внешний вид которого представлен на рис. 4.

В модуляторе использовалась технология акустического согласования кристалла TeO_2 с преобразователем из LiNbO₃ [10, 11], что обеспечило акустическую полосу частот от 10 до 30 МГц. Ширина преобразователя составляла 3 мм, высота – 4 мм. Конструкция обеспечивала отвод тепла от преобразователя без акустического демпфирования и, как следствие, непрерывный режим работы [12, 13].

Для измерений были использованы лазеры трех типов: твердотельный с длиной волны 1060 нм, газовый с длиной волны 633 нм и полупроводниковый с длиной волны 532 нм. Подводимая мощность радиосигнала к а.о.-модулятору составила 0.8 Вт для лазера с длиной волны 1060 нм и 0.2 Вт — для лазера



Рис. 3. Зависимость частоты ультразвука f_s как функция длины волны света λ . Точки на зависимости — длины волн некоторых лазеров.

с длиной волны 532 нм. Во всех случаях суммарная эффективность дифракции была не менее 95%, а частоты ультразвуковой волны соответствовали расчетным значениям, приведенным на рис. 3, с точностью не хуже 2%. Для мощных полупроводниковых 10-ваттных лазеров суммарная мощность составила 19.2 Вт.

Быстродействие модуляции (время нарастания фронта светового импульса τ) определяется апертурой света, падающего на модулятор, по следующей зависимости: $\tau = d/v$, где d – апертура света на модуляторе, v – скорость звука в TeO₂. Для примера, при апертуре 0.5 мм время нарастания составит 0.8 мкс. Очевидно, что может быть реализовано управление итоговой суммарной мощностью.

4. ВЫВОДЫ

Разработан и реализован метод сложения и модуляции мощностей двух однотипных лазеров. Метод основан на одновременной а.о.-дифракции двух лазерных лучей в одном а.о.-кристалле на одной акустической волне. Выполнен расчет и приведены экспериментальные данные для монокристалла парателлурита. Получены значения частоты звука, обеспечивающие выполнения брэгговских условий (объединение двух лучей в один), для различных волн света в кристалле TeO₂. Установлено, что для диапазона длин волн 400-1000 нм частотный диапазон акустических волн составляет 30-5 МГц. Проведены измерения эффективности дифракции и потребляемой а.о.-модулятором мощности для лазеров различных типов. На примере сложения мощности полупроводниковых лазеров (10 Вт каждый) показана практическая значимость метода.



Рис. 4. Внешний вид изготовленного сумматора-модулятора. Плата электрического согласования не установлена.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978.
- 2. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
- 3. Korpel A. Acousto-optics. N.Y.: Marcel Dekker, 1988.
- 4. Xu J., Stroud R. Acousto-optic devices. N.Y.: Wiley, 1992.
- 5. Задорин А.С. Динамика акустооптического взаимодействия. Томск: Томский гос. ун-т, 2004.
- 6. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г. Теория и практика современной акустооптики. М.: МИСиС, 2015.
- 7. Котов В.М. // Автометрия. 1992. № 3. С. 109.
- 8. Антонов С.Н., Гуляев Ю.В., Котов В.М. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. Вып. 3. С. 623.
- Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
- Антонов С.Н. // Акустический журнал. 2017. Т. 63. № 4. С. 364. https://doi.org/10.7868/S0320791917030017
- 11. Антонов С.Н. // Акустический журнал. 2018. Т. 64. № 4. С. 432. https://doi.org/10.1134/S0320791918040019
- 12. *Антонов С.Н.* // ПТЭ. 2019. № 3. С. 89. https://doi.org/10.1134/S0032816219020174
- 13. Антонов С.Н. // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 1. С. 132.

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 535.51

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ДВУХЦВЕТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОПЕРИРУЮЩИЙ В ПЕРВОМ ДИФРАКЦИОННОМ ПОРЯДКЕ

© 2021 г. В. М. Котов^{а,*}, А. И. Воронко^а

^а Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН Россия, 141195, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1
 *e-mail: vmk277@ire216.msk.su
 Поступила в редакцию 11.02.2021 г.
 После доработки 10.03.2021 г.
 Принята к публикации 17.03.2021 г.

Исследованы характеристики акустооптической (а.о.) брэгговской ячейки двухцветного излучения в качестве дифференциального фильтра пространственных частот, в котором рабочим является первый дифракционный порядок. Показано, что в общем случае невозможно обеспечить двумерное дифференцирование изображения одновременно на двух длинах волн. Найден вариант, позволяющий перейти от одной длины волны к другой с сохранением операции двумерного дифференцирования посредством изменения мощности звука. Вариант экспериментально подтвержден на примере формирования двумерного контура с использованием двухцветного излучения Ar-лазера, генерирующего на длинах волн $0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $0.514 \cdot 10^{-4}$ см, и а.о.-ячейки из TeO₂, работающей на частоте звука 51 МГц.

DOI: 10.31857/S0032816221040212

ВВЕДЕНИЕ

Для обработки оптических изображений широко используются акустооптические (а.о.) фильтры пространственных частот, позволяющие выполнять различные операции с изображениями: дифференцирование и интегрирование, дублирование изображений, устранение шума посредством спектральной фильтрации и т.д. [1–3]. А.о.-фильтры характеризуются высоким быстродействием, малыми управляющими напряжениями, надежностью, простотой конструкции и широким диапазоном перестройки параметров [4].

Как правило, а.о.-фильтры, разрабатываемые по сегодняшний день, оперируют только с монохроматическим излучением. Это вызвано высокой селективностью брэгговской а.о.-дифракции к длине волны света. В настоящей работе описывается а.о.-фильтр пространственных частот двухцветного излучения, являющийся составной частью систем оптической фурье-обработки изображений. Такие фильтры основаны на режимах брэгговской а.о.-дифракции, обнаруженных сравнительно недавно, которые позволяют обеспечить брэгговский синхронизм двухцветного излучения с одной акустической волной (см., например, [5–8]).

Рассматриваемый в данной работе фильтр предназначен для выполнения операции дифференцирования изображения, следствием которой является, в частности, выделение контура изображения [9]. Эта операция позволяет существенно снизить объемы обрабатываемой информации, в то же время контур несет в себе такие важные характеристики объектов, как его форму и размеры, характер перемещения и т.п.

Использование фильтров, обрабатывающих излучение на двух длинах волн, позволяет выполнять измерения по двум независимым каналам, тем самым существенно увеличивая надежность и помехоустойчивость измерений.

Добавим к сказанному, что исследователи зачастую предпочитают использовать нулевой брэгговский порядок. Это позволяет упростить юстировку оптической системы фурье-обработки изображений. Кроме того, изображение не смещается в процессе изменения ряда параметров а.о.-дифракции (например, частоты звука). Однако нулевой порядок, как правило, сильно "зашумлен", поскольку содержит все излучение, в том числе и большую долю "ненужного" света, влияющего на качество обрабатываемого изображения. Первый же порядок позволяет отклонять изображение от общего светового потока, тем самым резко уменьшая шумовую составляющую оптического распределенного сигнала. Кроме того, при использовании двухцветного излучения



Рис. 1. Оптическая схема фурье-обработки изображения. R – источник линейно поляризованного двухцветного излучения с линиями генерации λ_1 и λ_2 ; $\lambda/4$ – ахроматическая четверть-волновая пластинка; S – входное изображение; L_1 и L_2 – идентичные линзы с фокусным расстоянием F; AOM – а.о.-фильтр; f – частота сигнала, подаваемого на фильтр; P – экран; "0" – изображение в нулевом порядке; "1" – изображения в 1-м порядке дифракции.

изображения, формируемые в первом порядке, "разнесены" в угловом пространстве, т.е. отпадает необходимость разделять изображения применением спектральных фильтров. При использовании же нулевого порядка применение дополнительных спектральных фильтров в большинстве случаев необходимо.

Отметим, что работа фильтра пространственных частот двухцветного оптического излучения, работающего в первом дифракционном порядке, рассматривается впервые.

ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА УСТРОЙСТВА

На рис. 1 приведена оптическая схема устройства, выполняющего оптическую фурье-обработку изображения. Входное линейно поляризованное оптическое излучение, генерируемое лазером *R* на длинах волн λ_1 и λ_2 , проходит ахроматическую пластинку $\lambda/4$ и попадает на щель S, которая имитирует входное изображение устройства. Затем излучение направляется на систему линз L_1 и L₂ с одинаковым фокусным расстоянием F. За линзой L_2 расположен экран *P*. Расстояние между изображением S и линзой L_1 , а также между линзой L₂ и экраном P равно F. Расстояние между линзами L₁ и L₂ равно 2F. Строго посередине между линзами расположен а.о.-модулятор АОМ, выполняющий функцию фильтра пространственных частот. На фильтр подается синусоидальный сигнал частотой f. Линза L₁ выполняет операцию фурье-преобразования, линза L₂ – повторного фурье-преобразования, эквивалентного обратному преобразованию.

В фильтре *AOM* формируется фурье-образ изображения, переносимого двухцветным излу-

чением. После а.о.-дифракции двухцветного излучения на акустической волне, распространяющейся в фильтре, на экране Р отображается результат двойного фурье-преобразования в сочетании с воздействием фильтра АОМ. Результат представляется в виде изображений в нулевом порядке "0" и в первом дифракционном порядке "1". При этом изображения, получаемые от разных длин волн, в нулевом порядке дифракции "сливаются" между собой, а в 1-м – разделены. Понятно, что для разделения изображений с разными длинами волн в 1-м порядке размер изображения не должен превышать некоторой величины во избежание перекрытия изображений. Определим размер исходного изображения, удовлетворяющий этому требованию. Угловой спектр, которым передается изображение с использованием линзы, определяется как $\Delta \phi \approx d/F$, где d – размер изображения, F – фокус линзы. С другой стороны, угол дифракции, на который отклоняется излучение с длиной волны λ_1 , равен [10, 11] $\varphi(\lambda_1) \approx \lambda_1 / \Lambda = \lambda_1 f / V$, где Λ и f – длина волны и частота звука, V – скорость звуковой волны. Излучение с длиной волны $\lambda_2(\lambda_2 > \lambda_1)$ отклоняется в результате взаимодействия с той же звуковой волной на угол $\phi(\lambda_2) \approx \lambda_2 f/V$. Угол между $\phi(\lambda_1)$ и $\phi(\lambda_2)$ должен быть больше угла $\Delta \phi$ углового спектра, т.е.

$$\varphi(\lambda_2) - \varphi(\lambda_1) > \Delta \varphi, \tag{1}$$

откуда

$$f(\lambda_2 - \lambda_1)/V > d/F \tag{2}$$

или

$$d < Ff(\lambda_2 - \lambda_1)/V.$$
(3)

Условие (3) определяет размер обрабатываемого изображения с использованием линз с фокусным расстоянием F, передаваемого на двух длинах волн λ_1 и λ_2 оптического излучения, формируемого в первом дифракционном порядке в результате а.о.-взаимодействия с акустической волной частотой f и скоростью звука V, при условии, что изображения не накладываются друг на друга.

Для оценок положим, что параметры, входящие в выражение (3), равны следующим значениям, используемым нами в эксперименте (см. ниже): $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $\lambda_2 = 0.5145 \cdot 10^{-4}$ см, $V = 0.617 \cdot 10^5$ см/с, f = 51 МГц, F = 18 см. Тогда $d \le 0.4$ мм. Иными словами, поперечный размер изображения d не должен превышать 0.4 мм.

РАСЧЕТ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ФУНКЦИЙ

Методы расчета передаточных функций а.о.фильтров пространственных частот монохроматического излучения описаны во многих работах (см., например, [4, 12–17]). Анализ результатов этих работ показывает, что передаточные функции, предназначенные для двумерной обработки изображений, могут быть как симметричными (конусоподобными, крестоподобными и т.п.) [4, 12, 13], так и несимметричными [14-17] - в виде изогнутых, ломаных линий, обладающих в совокупности признаками двухмерности. Последние распределения сложно получить в аналитическом виде, но достаточно просто реализовать во многих режимах а.о.-взаимодействия в широком спектре частот и углов, чем они и привлекательны для использования на практике. Вообще, как показано в [17], для получения распределения, пригодного для двухмерной обработки изображения, вполне достаточно, чтобы наряду с первым дифракционным порядком существовала возможность "перекачки" излучения и в другой (например, минус первый) дифракционный порядок.

Для расчетов будем полагать, что а.о.-взаимодействие происходит в одноосном гиротропном кристалле TeO₂, в котором падающее оптическое излучение распространяется вблизи оптической оси [001] кристалла, а акустическая волна — вдоль оси [110]. Тогда дифракция описывается следующей системой дифференциальных уравнений [10]:

$$\frac{dC_0}{dz} = -\frac{A_1}{2}C_{+1}\exp(-i\eta_{+1}z) - \frac{A_2}{2}C_{-1}\exp(-i\eta_{-1}z);$$
$$\frac{dC_{+1}}{dz} = \frac{A_1}{2}C_0\exp(i\eta_{+1}z);$$
(4)

$$\frac{dC_{-1}}{dz} = \frac{A_2}{2}C_0 \exp(i\eta_{-1}z).$$

Здесь C_0 , C_{+1} и C_{-1} – амплитуды нулевого, плюс первого и минус первого дифракционных порядков; $A_1 = f_{0(+1)}W_0$, $A_2 = f_{0(-1)}W_0$, где $W_0 = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2 P_{ac}}{LH}}$ (λ – длина волны света); M_2 – величина а.о.-качества материала; L – длина а.о.-взаимодействия; H – высота акустического столба; P_{ac} – акустическая мощность; коэффициенты $f_{0(+1)}$ и $f_{0(-1)}$ учитывают эллиптичность собственных волн кристалла

и равны [18, 19]:
$$f_{0(+1)} = \frac{1 + \rho_0 \rho_{+1}}{\sqrt{1 + \rho_0^2} \sqrt{1 + \rho_{+1}^2}}, f_{0(-1)} =$$

 $=\frac{1+\rho_0\rho_{-1}}{\sqrt{1+\rho_0^2}\sqrt{1+\rho_{-1}^2}},$ где ρ_0, ρ_{+1} и ρ_{-1} – эллиптичности

волн нулевого, плюс первого и минус первого дифракционных порядков; z — координата, вдоль которой развивается а.о.-взаимодействие, и она совпадает с направлением оптической оси [001]; η_{+1} , η_{-1} — величины векторов расстроек фазового синхронизма плюс первого и минус первого порядков соответственно.

Двумерность а.о.-взаимодействия учитывается видом показателей преломления кристалла, который используется в трехмерном представлении [5, 19]:

$$n_{1,2}^{2} = \frac{1 + \mathrm{tg}^{2}\varphi}{\frac{1}{n_{0}^{2}} + \frac{\mathrm{tg}^{2}\varphi}{2} \left(\frac{1}{n_{0}^{2}} + \frac{1}{n_{e}^{2}}\right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\mathrm{tg}^{4}\varphi \left(\frac{1}{n_{0}^{2}} - \frac{1}{n_{e}^{2}}\right) + 4(G_{11}\mathrm{tg}^{2}\varphi + G_{33})^{2}},$$
(5)

где n_0 и n_e — главные показатели преломления кристалла; ϕ — угол между оптической осью [001] и волновым вектором света; G_{11} и G_{33} — компоненты псевдотензора гирации.

Эллиптичность оптических лучей определяется как

$$\rho = \frac{1}{2(G_{11}tg^{2}\varphi + G_{33})} \times \left[\sqrt{tg^{4}\varphi \left(\frac{1}{n_{0}^{2}} - \frac{1}{n_{e}^{2}}\right)^{2} + 4(G_{11}tg^{2}\varphi + G_{33})^{2}} - (6) - tg^{2}\varphi \left(\frac{1}{n_{0}^{2}} - \frac{1}{n_{e}^{2}}\right) \right].$$

В качестве рабочего порядка для обработки изображений выбран 1-й порядок. На рис. 2а приведены распределения $C_{+1} \times C_{+1}^*$ для длин волн 0.488 · 10⁻⁴ см и 0.514 · 10⁻⁴ см излучения Ar-лазе-

ра, полученные при следующих, входящих в выражения (4)–(6) параметрах, взятых из [20, 21] для кристалла TeO₂:

для $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см: $n_0 = 2.3303; n_e = 2.494;$ $G_{33} = 3.93 \cdot 10^{-5};$

для
$$\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$$
 см: $n_0 = 2.3115$; $n_e = 2.4735$; $G_{33} = 3.69 \cdot 10^{-5}$.

Поскольку свет распространяется вблизи оптической оси, влиянием компоненты G_{11} пренебрегаем, т.е. полагаем в обоих случаях $G_{11} = 0$. Скорость звука в кристалле V = 617 м/с. Кроме того, в расчетах использованы следующие параметры: $M_2 = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ c}^3/\text{г}$, L = H = 0.3 см; частота звука f = 51 МГц, акустическая мощность P_{ac} для длины волны 0.514 $\cdot 10^{-4}$ см взята равной 0.058 Вт, для 0.488 $\cdot 10^{-4}$ см - 0.026 Вт. Угловой размер рис. 2а равен 3° \times 3°. Видно, что распределения сильно неоднородны и представляют собой набор широ-



Рис. 2. Передаточные функции а.о.-фильтра (**a**) и результат FFT-обработки изображения в виде прямоугольника при мощностях звука, равных 0.026 Вт (**б**) и 0.058 Вт (**в**). Верхний ряд — результат вычислений для длины волны $0.488 \cdot 10^{-4}$ см, нижний – для $0.514 \cdot 10^{-4}$ см.

ких и узких ломаных линий. Совокупность всех линий придает областям определенную двухмерность. Похожие распределения характерны для а.о.-фильтров двумерных изображений, основанных на сложении нескольких оптических полей (см., например, [15, 16]). Анализ показывает, что есть несколько областей, пригодных для двумерного оконтуривания изображений, однако только приведенные области обеспечивают переход от одной длины волны света к другой (с сохранением операции выделения двумерного контура) посредством только изменения мощности звука. На рис. 26 и 2в приведены результаты компьютерной FFT (Fast Fourier Transform) обработки изображения в виде прямоугольника, полученные при разных мощностях звука Рас, Вт: 0.026 (рис. 2б) и 0.058 (рис. 2в). Видно, что при мощности звука 0.026 Вт формируется отчетливый двумерный контур для излучения с длиной волны λ_1 , тогда как для излучения λ₂ контура нет. При мощности звука 0.058 Вт, наоборот, формируется контур для излучения λ_2 , но для λ_1 он отсутствует. Другими словами, в найденном варианте изменение мощности звука обеспечивает поочередное формирование двумерного контура то для одной волны оптического излучения, то для другой.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для проверки полученного результата был выполнен эксперимент. Экспериментальная установка полностью соответствовала оптической схеме, приведенной на рис. 1. В качестве источника двухцветного излучения использовался Ar-лазер, генерировавший на длинах волн $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$ см. Линейно поляризованное излучение лазера пропускалось через ахроматическую четверть-волновую пластину $\lambda/4$. Это связано с тем, что используемый нами а.о.-фильтр изготовлен из гиротропного кристалла TeO₂, собственные волны которого имеют циркулярные поляризации при распространении света вблизи его оптической оси. Использование пластины обеспечивало возможность достижения эффективности дифракции, близкой к 100%. Входная щель *S* представляла собой отверстие, по форме близкое к квадрату со сторонами ~0.3 × 0.3 мм. Линзы *L*₁ и *L*₂ имели фокусное расстояние *F* = 18 см.

А.о.-фильтр изготовлен из монокристалла TeO_2 с размерами $1.0 \times 1.0 \times 1.0$ см вдоль направлений [110], [110] и [001] соответственно. К грани {110} кристалла приклеен преобразователь из кристаллического кварца *X*-среза, генерирующий поперечную акустическую волну с направлением сдвига вдоль [110]. Толщина кварцевой пластинки ~100 мкм. Посредством пластинки возбуждалась поперечная звуковая волна на частоте ~51 МГц (3-я гармоника преобразователя). Скорость звука в $TeO_2 - 617$ м/с.

Размер преобразователя 0.3×0.3 см. Оптические грани {001} "просветлялись" на длину волны света $0.5 \cdot 10^{-4}$ см, при этом потери излучения на длинах волн $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$ см после прохождения света через обе грани кристалла не превышали 1%.

Посредством перемещения а.о.-фильтра в вертикальном и горизонтальном направлениях угловой подстройкой фильтра, а также подстройкой электрической мощности, подаваемой на пьезопреобразователь фильтра, добивались, чтобы в первом дифракционном порядке поочередно формировались контуры входного изображения при разных значениях электрической мощности. На рис. 3 приведены фотографии изображений первого дифракционного порядка, наблюдаемых на экране *P*, при электрических мощностях, равных 0.5 и 0.3 Вт (рис. За и 3б соответственно). Левые изображения соответствуют длине волны λ_1 = $= 0.488 \cdot 10^{-4}$ см (синяя линия генерации лазера), правые — $\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$ см (зеленая линия). Видно. что при мощности звука 0.5 Вт сформирован контур входного изображения на длине волны λ_2 , но при этом на длине волны λ_1 контур не наблюдается. При мощности звука 0.3 Вт, наоборот, выделен контур на длине волны λ_1 , но его нет на длине волны λ₂. Другими словами, экспериментально подтверждена возможность получения контура на разных длинах волн оптического излучения при изменении мощности звука и сохранении остальных параметров настройки.



Рис. 3. Формирование контуров изображения при электрических мощностях, равных 0.5 (**a**) и 0.3 Вт (**б**). Изображения слева – для длины волны $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см, справа – для $\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$ см.

Недостаточная четкость полученных контуров, наличие в них дополнительных линий мы связываем с аберрациями линз, а также с неоднородностью материала а.о.-фильтра, неоднородностями световых и звуковых волн. В задачу исследований не входило получение совершенных контуров. Это первая работа в этом направлении, поэтому нам важно было убедиться в принципиальной возможности получения двумерных контуров на разных длинах волн в первом дифракционном порядке путем изменения только одного параметра а.о.-взаимодействия — электрической мощности, подводимой к а.о.-фильтру.

выводы

На основе вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Исследована а.о.-ячейка, управляющая двухцветным оптическим излучением, в качестве фильтра пространственных частот для двумерной обработки изображений. В основу фильтра положена брэгговская дифракция двухцветного излучения в первый порядок с "перекачкой" света в дополнительный (минус первый) порядок.

2. Показано, что невозможно получить двумерный контур оптического излучения в первом дифракционном порядке одновременно на двух длинах волн. Найден вариант распределения передаточной функции для двух длин волн: $0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $0.514 \cdot 10^{-4}$ см, при котором переход от одной длины волны света к другой с сохранением операции выделения двумерного контура обеспечивается посредством изменения только мощности звука.

3. Экспериментально подтверждена возможность поочередного формирования контура на разных длинах волн в первом дифракционном порядке с изменением мощности звука. Эксперимент выполнен на примере формирования контура изображения в виде квадрата с использованием двухцветного излучения Ar-лазера, генерирующего на длинах волн $0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $0.514 \cdot 10^{-4}$ см, при этом фильтром пространственных частот служила а.о.-ячейка из TeO₂, работающая на частоте звука 51 МГц.

Полученные результаты могут найти применение при создании устройств, предназначенных для обработки оптических изображений с использованием а.о.-фильтров пространственных частот двухцветного оптического излучения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-07-00071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Парыгин В.Н., Балакший В.И. Оптическая обработка информации. М.: Изд-во Московского гос. унта, 1987.
- Pankai K. Das. Optical signal processing: Fundamentals. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1991.
- 3. Алешин Б.С., Бондаренко А.В., Драб Э.С., Цибулькин Л.М., Цуриков Ю.Л. Оптическое распознавание изображений. М.: Гос. НИИ авиационных систем, 2000.
- 4. Балакший В.И., Волошинов В.Б. // Квант. эл-ка. 2005. Т. 35. Вып. 1. С. 85.
- 5. *Котов В.М.* // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77. № 3. С. 493.
- 6. Котов В.М. // ЖТФ. 1996. Т. 66. № 5. С. 99.
- 7. *Котов В.М.* // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. № 3. С. 479.
- Котов В.М., Шкердин Г.Н., Аверин С.В., Котов Е.В. // Прикладная физика. 2012. № 3. С. 5.
- 9. *Ghatak A.K., Thyagarjan K.* Contemporary Optics. N.Y.: Plenium Press, 1978.
- Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
- 11. Xu J., Stroud R. Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: J. Willey and Sons, Inc., 1992.

- Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Babkina T.M., Kostyuk D.E. // J. Modern Optics. 2005. V. 52. № 1. P. 1. https://doi.org/10.1080/09500340410001669408
- Balakshy V.I., Kostyuk D.E. // Appl. Opt. 2009. V. 48. № 7. P. C24. https://doi.org/10.1364/AO.48.000C24
- 14. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Аверин С.В.* // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 11. С. 1090. https://doi.org/10.7868/S0033849416110073
- 15. Котов В.М., Аверин С.В., Кузнецов П.И., Котов Е.В. // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. Вып. 7. С. 665.
- 16. *Kotov V.M., Averin S.V., Kotov E.V., Shkerdin G.N.* // Applied Optics. 2018. V. 57. № 10. P. C83. https://doi.org/10.1364/AO.57.000C83

- Котов В.М. // Радиотехника и электроника. 2020. Т. 65. № 11. С. 1122. https://doi.org/10.31857/S0033849420110108
- Котов В.М., Шкердин Г.Н., Григорьевский В.И. // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 3. С. 226. https://doi.org/10.7868/S0033849413030091

19. Котов В.М. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016.

- 20. Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
- 21. *Кизель В.А., Бурков В.И.* Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, __ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.039-78

РАДИАЦИОННЫЙ ТРАНСПОРТНЫЙ МОНИТОР

© 2021 г. В. Н. Алферов^{*a*,*}, Г. И. Бритвич^{*a*}, Д. А. Васильев^{*a*}, М. Ю. Костин^{*a*}, А. В. Лутчев^{*a*}, А. В. Сухих^{*a*}, В. Н. Федорченко^{*a*}, С. К. Черниченко^{*a*}, А. А. Янович^{*a*}

^а Институт физики высоких энергий им. А.А. Логунова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт"

> Россия, 142282, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1 *e-mail: Vladimir.Alferov@ihep.ru Поступила в редакцию 29.10.2020 г. После доработки 21.01.2021 г. Принята к публикации 23.01.2021 г.

Описан радиационный монитор на основе литьевого полистирольного сцинтиллятора со спектросмещающими оптоволокнами, обладающий большой светосилой — размеры активной части детектора 100 × 200 × 5 см. В состав монитора входят также датчик присутствия объекта контроля и телевизионная камера, объединенные единой системой управления. Монитор предназначен для контроля транспортировки радиоактивных материалов. Описан опыт эксплуатации.

DOI: 10.31857/S0032816221030265

1. ВВЕДЕНИЕ

При работе с ядерными материалами и радиоактивными веществами крайне важны контроль и обеспечение безопасности перевозок. Одним из инструментов такого контроля являются радиационные мониторы, способные контролировать перевозку (перемещение) ядерных материалов и радиоактивных веществ автомобильным и железнодорожным транспортом без существенного ограничения скорости движения.

В настоящей работе описан радиационный монитор, чувствительный к низким потокам γ-квантов, с большими площадью и чувствительным объемом детектора, технологичный в производстве.

2. КОНСТРУКЦИЯ (КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ)

Чувствительный объем монитора состоит из пластин литьевого полистирольного сцинтиллятора (п.с.), изготовленного по оригинальной технологии, разработанной в ИФВЭ [1]. Особенностью п.с. является то, что спектросмещающие оптоволокна пропускаются через канавки, выполненные в п.с., что обеспечивает эффективный однородный светосбор со всего чувствительного объема.

Полистирольный сцинтиллятор изготавливают методом литья под давлением из расплава полистирола марки BASF-143E со сцинтилляционными добавками (2% PTP, 0.02% POPOP). Геометрические размеры каждой пластины п.с. составляют 120 × 100 × 5 мм, масса – 58.4 г. В пла-

стине выполнено 12 канавок (по 6 канавок с каждой стороны) длиной 100 мм, шириной 1.1 мм и глубиной 2.5 мм. Чувствительный объем набран из десяти слоев пластин п.с., толщина слоя равна 5 мм. Каждый слой содержит 160 пластин п.с. размером 120 × 100 × 5 мм и 20 пластин размером 40 × 100 × 5 мм, которые вырезаются из стандартной пластины п.с. размером 120 × 100 × 5 мм. Размеры чувствительного объема составляют 2000 × 1000 × 50 мм, его общая масса ~97 кг.

Технология литья под давлением обеспечивает высокое качество поверхности п.с., так что дополнительная механическая обработка (полировка, прорезание канавок) не требуется. Пластины изготавливают на литьевых машинах (термопластавтоматах) следующим образом. Предварительно подготовленную сухую смесь гранулированного полистирола и сцинтилляционных добавок загружают в литьевую машину, нагревают до 180– 200°С, после чего смесь поступает в пресс-форму, в которой создается давление до 80 МПа. Один рабочий цикл машины составляет около 2 мин. Отклонение размеров изготовленных п.с. от заданных не превышает ±50 мкм.

В качестве светособирающего элемента применяется спектросмещающее оптоволокно BCF-91A MC фирмы Saint Gobain диаметром 1 мм (далее – оптоволокно). Стоимость оптоволокна составляет примерно 60% от общей стоимости сборки "сцинтиллятор + волокно + фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.)". Оптоволокно позволяет собирать свет с большого чувствительного объема. Изготовление такого объема (100 л) обычным ме-



Рис. 1. Общий вид монитора.

тодом блочной полимеризации представляет собой сложную задачу. В литературе нами пока не найдено таких примеров. Чувствительность мониторов пропорциональна величине чувствительного объема.

Блок сцинтиллятора полимеризуется в течение нескольких дней в специальной ванне из стирола. Последний относится к третьему классу опасности по токсичности (ГОСТ 10003-90), а также является пожароопасным веществом. Перед полимеризацией стирол проходит дополнительную очистку с помощью окиси алюминия. После полимеризации блок механически обрабатывается (фрезеруется до нужного размера и полируется). Стоимость блочного сцинтиллятора примерно в 5 раз выше, чем изготовленного методом литья под давлением из промышленного гранулята на термопластавтоматах, а также превышает стоимость сборки "сцинтиллятор + волокно". Технологичность, высокая производительность, безопасность метода литья сцинтиллятора под давлением делает такой метод незаменимым при массовом производстве сцинтиллятора.

Использование спектросмещающего оптоволокна с длиной затухания более 3 м позволяет с однородностью до 15% собирать свет с чувствительного объема данного монитора и передавать его на фотоприемники с небольшим фотокатодом (два двухдюймовых ФЭУ 9954 КВ фирмы ЕТ Enterprises). Сигналы от ф.э.у. включены в схему совпадений, чтобы исключить шумы от ф.э.у. и



Рис. 2. Фотография монитора, установленного на автомобильном въезде в ИФВЭ.

электроники и соответственно повысить чувствительность монитора.

Порог обнаружения составляет 3 г стандартного образца из урана по ГОСТ 51635-2000 при ширине проезда транспортного средства перед монитором 3 м и высоте контролируемого пространства 3.5 м. Для тестов, как рекомендовано в стандарте, применялся альтернативный образец — ¹³⁷Cs с активностью 600 кБк. Скорость перемещения стандартного образца составляет до 10 км/ч для автомобильного транспорта. Время срабатывания монитора (время от начала повышения скорости счета до достижения ее порогового значения) составляет несколько миллисекунд и зависит от активности источника в транспортном средстве и скорости движения последнего.

Общий вид монитора показан на рис. 1, фотография монитора приведена на рис. 2.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СБОРКИ "СЦИНТИЛЛЯТОР + ВОЛОКНО + Ф.Э.У."

Состав сцинтиллятора определялся по оптимальному сочетанию таких параметров, как световыход сцинтиллятора, положение пика поглощения и излучения света (определяется первичной и вторичной добавками) и длина затухания света в сцинтилляторе [1].

Спектросмещающее оптоволокно подбиралось исходя из наибольшей эффективности захвата переизлученного света, составляющей 5.6%. Было выбрано оптоволокно с двумя оболочками и с наименьшей разностью между положениями пиков излучения сцинтиллятора и поглощения света оптоволокном.

Спектр излучения сцинтиллятора определяется вторичной добавкой РОРОР, максимум этого спектра нахолится на ллине волны 420 нм и практически совпадает с максимумом спектра поглощения оптоволокна. На рис. 3 приведена эффективность регистрации у-квантов в диапазоне энергий от 10 кэВ до 10 МэВ для сборки "сцинтиллятор + волокно + ф.э.у." данного монитора (при толшине чувствительного объема 50 мм и значении квантового выхода $\omega = 55 \pm 1 \text{ ф.э./МэВ}$). Процедура определения квантового выхода ω подробно описана в [1]. Расчет характеристик прототипа радиационного монитора для контроля перемещений радиоактивных материалов движущимися транспортными средствами приведен в работе [2].

4. СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ

Система управления включает в себя следующие узлы.

1. Электроника питания — умножитель напряжения Кокрофта—Уолтона с низковольтным питанием ± 15 B, стабильность на уровне 10^{-3} .

2. Усилитель-формирователь, электроника триггера. Сигналы от фотоприемников включены в схему совпадений для минимизации аппаратурного фона, частота этих совпадений отражает плотность потока γ-излучения. Сцинтилляционный свет возникает при прохождении через сцинтилляционные пластины ионизирующего излучения от радиоактивных объектов. Компаратор отсекает шумы, а формирователь обеспечивает импульс ТТЛ-уровня, соответствующий каждой световой вспышке, т.е. каждому γ-кванту.

3. Управляемый источник питания.

4. Контроллер монитора. Его основные функции: измерение частоты сигналов с детектирующего устройства, контроль оборудования и температуры, генерация звукового сигнала.

5. Системная часть монитора содержит индустриальный компьютер, датчик пересечения объектом границы зоны контроля и сетевую видеокамеру AXIS.

Компьютер выполняет следующие функции. Предварительно он оценивает уровень фона в течение определенного времени до прохождения объекта мимо каждого детектора. Фоновая частота составляет от единиц до десятков импуль-



Рис. 3. Эффективность регистрации η у-квантов в диапазоне энергий от 10 кэВ до 10 МэВ для монитора с толщиной чувствительного объема 5 см и значением квантового выхода $\omega = 55 \pm 1$ ф.э./МэВ (1). Точки — экспериментальные значения с порогом регистрации 0.2 ф.э.; 2 – геометрическая эффективность при нормальном падении у-кванта на сцинтиллятор толщиной 5 см.

сов в секунду и нестабильна во времени. Время накопления фонового сигнала и уровень срабатывания регулируются.

После получения сигнала от датчика пересечения о входе объекта в контролируемую зону система в течение нескольких секунд измеряет новую частоту. При сохранении или понижении фонового излучения за счет экранировки объектом компьютер посылает оператору системы сигнал отсутствия источников излучения и пропускает объект.

При превышении пороговой частоты компьютер генерирует:

оператору тревожный сигнал;

 в диспетчерской тревожный сигнал и запись соответствующего видеосигнала с видеокамеры до выхода объекта из контролируемой зоны.

Также компьютер ведет архив.

Программное обеспечение работает под операционной системой MS Windows (ХР, 7, 8). Для работы с микропроцессорными модулями детекторов используются полевые магистрали RS-485. Частота опроса детекторов составляет 0.1 с.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ ПРИБОРА И ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Для проведения настройки и контроля порога срабатывания мониторов использовались тестовые образцы на основе хлористого калия (KCl). Образцы представляли собой емкости объемом ~1 л, в которых находился химически чистый KCl в виде порошка. Плотность порошка 1.21 г/см³. Объемная активность KCl составляет 1.8 ± 0.2 кБк/кг.



Рис. 4. Осциллограмма сигнала (отклик) монитора (в относительных единицах) при установке тестовых образцов на расстоянии 0.2 м от передней поверхности монитора.

Для настройки и контроля мониторов использовался комплект тестовых образцов, состоящий из 10 кг KCl (около 18 кБк).

На рис. 4 приведена осциллограмма сигнала (отклик) монитора (в относительных единицах) при установке тестовых образцов на расстоянии 0.2 м от передней поверхности монитора. Можно отметить хорошее превышение сигналом фона, достаточное для калибровки монитора.

На рис. 5 приведена фотография автомобиля со слаборадиоактивным грузом, проезжающего мимо монитора со скоростью около 50 км/ч (монитор в левом верхнем углу виден с торца), а на рис. 6 — сигнал отклика монитора (в относительных единицах).

Опытный транспортный монитор был изготовлен и установлен на транспортном въезде в ИФВЭ для тестирования. Он проработал три года без перерывов на открытом пространстве без отказов. Это дает основание утверждать, что он соответствует требованиям ГОСТ 51635-2000 по категории K6 (от -25 до $+70^{\circ}$ С, открытое пространство). Потребляемая мощность монитора составляет 50 Вт. Минимально обнаруживаемая активность зависит от скорости проходящего транспортного средства. Для регистрации радиоактивных материалов в транспортных средствах, движущихся со скоростями свыше 100 км/ч, требуется установка линейки мониторов из 5–6 штук в непосредственной близости друг от друга. Такая линейка будет работать как единый монитор с чувствительным объемом, кратным количеству мониторов в линейке. Существуют расчеты, показывающие эффективность работы такой схемы [3].

6. ВЫВОДЫ

Создан радиационный монитор, обладающий большой площадью и чувствительным объемом $100 \times 200 \times 5$ см³ для регистрации ионизирующего излучения от радиоактивных источников, находящихся в транспортных средствах. Монитор характеризуется технологичностью изготовления и возможностью комплектования коммерчески доступными материалами от нескольких поставщи-



Рис. 5. Автомобиль с грузом с допустимой активностью проезжает мимо монитора (монитор в левом верхнем углу виден с торца).



Рис. 6. Сигнал монитора при проезде радиоактивного груза со скоростью около 50 км/ч.

ков. Предложение использовать литьевой сцинтиллятор для радиационных мониторов является инновационным. Характеристики монитора соответствуют требованиям ГОСТ 51635-2000 по категории IVTγ для γ-мониторов на основе сцинтилляторов из пластмассы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного контракта № Н.4х.44.90.13.1118 от 31.05.2013 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бритвич Г.И., Бреховских В.В., Семенов В.К., Холоденко С.А. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 47. https://doi.org/10.7868/S0032816215020159
- 2. Костин М.Ю., Савицкая Е.Н., Санников А.В., Янович А.А. Препринт ИФВЭ 2014-19. Протвино, 2014.
- Schroettner T., Kindl P., Presle G. // Applied Radiation and Isotopes. 2009. V. 67. Issue 10. P. 1878. https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2009.04.015

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 539.1.074.3

МЮОННЫЙ ТЕЛЕСКОП НА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКАХ

© 2021 г. С. К. Герасимова^{*a*,*}, П. Ю. Гололобов^{*a*,**}, В. Г. Григорьев^{*a*}, А. С. Зверев^{*a*}, С. А. Стародубцев^{*a*}, А. Г. Егоров^{*a*}, Н. И. Неустроев^{*a*}, А. А. Михеев^{*a*}, Е. Е. Сорокин^{*a*}, А. Я. Кармадонов^{*a*}, А. В. Пахмуллов^{*a*}

^а Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН Россия, 677027, Якутск, просп. Ленина, 31

*e-mail: s_k_gerasimova@ikfia.ysn.ru
**e-mail: gpeter@ikfia.ysn.ru
Поступила в редакцию 14.12.2020 г.
После доработки 08.02.2021 г.
Принята к публикации 10.02.2021 г.

Описан комплекс, состоящий из четырех современных сцинтилляционных мюонных телескопов, входящих в состав спектрографа космических лучей им. А.И. Кузьмина в Якутске. Детекторы космических лучей этого типа размещены на поверхности Земли, а также в горизонтальных рассечках, специально вырытых в вечномерзлых грунтах шахты на глубинах 7, 20 и 40 м водного эквивалента, и дополняют ранее созданные мюонные телескопы на газоразрядных счетчиках СГМ-14. Новые мюонные телескопы на сцинтилляционных счетчиках СЦ-301 имеют существенно бо́льшие площадь и точность регистрации мюонов атмосферного происхождения и позволяют регистрировать заряженные частицы, приходящие из 13-ти различных направлений. Приведено описание системы регистрации и передачи данных на сервер базы данных, расположенный на удалении от станции космических лучей "Якутск" и функционирующий под управлением системы PostgreSQL10 в режиме реального времени.

DOI: 10.31857/S0032816221040042

1. ВВЕДЕНИЕ

Наземные измерения интенсивности космических лучей (к.л.) начались с 30-х годов прошлого столетия, а мировая сеть станций к.л., с помощью которой ведутся постоянные и непрерывные наблюдения, существует уже более 60-ти лет. Основное требование к установленным на них детекторам к.л. — стабильная и непрерывная работа в течение длительного периода времени. К другим требованиям относится статистическая точность измерений, определяемая эффективной площадью регистрации частиц и расположением детектора, а также угловая разрешающая способность детектора.

В настоящее время в мировую сеть входит около 50-ти станций к.л., которые в основном оснащены стандартными нейтронными мониторами типа NM-64. С 2007 г. в рамках международной программы "NMDB: Real-Time Database for highresolution Neutron Monitor measurements", в которой на начальном этапе участвовали научные и образовательные организации 12-ти стран, данные регистрации большинства станций в цифровом и графическом виде стали доступны в сети Интернет по адресу http://www01.nmdb.eu. Это позволило использовать их для оперативного анализа работы детекторов космического излучения на отдельных станциях и решения многих фундаментальных и прикладных задач в области астрофизики к.л.

Вместе с тем на некоторых станциях к.л. установлены детекторы другого типа — мюонные годоскопы и мюонные телескопы. Четыре станции, оснащенные мюонными телескопами, расположены в Японии, Австралии, Кувейте и Бразилии и объединены в глобальную сеть мюонных детекторов — Global Muon Detector Network (GMDN). Их данные находятся в свободном доступе в Интернет по адресу http://cosray.shinshu-u.ac.jp/crest /DB/Public/Archives/GMDN.php. Общее же число станций, на которых установлены мюонные детекторы, составляет около 10. Причем результаты измерений на некоторых из них до сих пор недоступны для стороннего пользователя.

Между тем мюонные телескопы значительно более информативны, чем нейтронные мониторы, поскольку они регистрируют частицы более высоких энергий, приходящие на детекторы из большого числа направлений. В соответствие с этим и круг научных задач, решаемых на основе их измерений в области астрофизики к.л., значительно более широк. Поэтому каждый мюонный телескоп, данные которого доступны для научного анализа, имеет весьма большую ценность. Одним из таких приборов является уникальный и единственный в мире наземно-подземный комплекс мюонных телескопов на станции к.л. "Якутск", входящий в состав спектрографа к.л. им. А.И. Кузьмина ИКФИА СО РАН.

2. ЯКУТСКИЙ СПЕКТРОГРАФ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ИМ. А.И. КУЗЬМИНА

Непрерывные наземные наблюдения к.л. в г. Якутске ведутся с конца 40-х годов прошлого столетия. В 1947 г. в Якутске была организована первая в Советском Союзе станция к.л. [1]. Первым прибором, установленным на ней для непрерывного измерения интенсивности мюонов, рожденных в атмосфере Земли при ее взаимодействии с потоком к.л. галактического и солнечного происхождения, являлась изготовленная в НИФИ-2 (ныне НИИЯФ МГУ) ионизационная камера С-2 с небольшим объемом (20 л). Именно этим прибором 19 ноября 1949 г. на станции "Якутск" впервые в Советском Союзе была зарегистрирована вспышка солнечных к.л. [2], известная в настоящее время как GLE4 (GLE – Ground Level Enhancement). Это четвертое из зарегистрированных с 1942 г. по настояшее время 72-х наземных возрастаний солнечных к.л.

Однако уже в 1952 г. на смену этому прибору пришел новый детектор мюонов, разработанный также в НИФИ-2 под руководством Ю.Г. Шафера и Н.Л. Григорова – прецизионный автоматический регистратор к.л., представляющий собой ионизационную камеру АСК-1 большого (950 л) объема [3]. Эта камера непрерывно в течение 54-х лет (с 1953 по 2007 гг.) в автоматическом режиме регистрировала интенсивность к.л. в г. Якутске. В 2020 г. в результате проведенных работ по переводу системы регистрации с фотопленки на цифровой вид с помощью современных ІТ-технологий работоспособность камеры АСК-1 была восстановлена, и она введена в режим непрерывной эксплуатации. Основная трудность восстановления ее работы была связана с весьма большим выходным сопротивлением (10¹⁶ Ом), что, в свою очередь, обусловило необходимость измерения и соответствующей калибровки весьма малых значений сигнала на выходе детектора.

В 1954 г. под руководством А.И. Кузьмина были разработаны мюонные телескопы (м.т.) на газоразрядных счетчиках СИ-5Г, которые в 70-х годах заменили на пропорциональные газоразрядные счетчики СГМ-14. Телескопы были установлены на поверхности Земли и в специально вырытой шахте на уровнях 7, 20 и 60 м водного эквивалента (в.э.) и составили спектрограф к.л., способный регистрировать частицы с энергиями от 2 до 300 ГэВ, приходящие из пяти направлений: вертикаль, а также 30° и 60° к северу и югу от нее [1, 4].

В 1957 г. на станции к.л. "Якутск" установлен ламповый нейтронный монитор типа IGY, который в 1971 г. был заменен прибором на полупроводниках — нейтронным монитором типа 6-NM-64 на шести счетчиках CHM-15, который работает и поныне, но уже на 24-х счетчиках.

В 2004 г. спектрограф к.л. в силу различных причин был перенесен на другое место, и теперь эти мюонные телескопы установлены на уровнях 0, 7, 20 и 40 м в.э. [4]. В настоящее время станция к.л. "Якутск" имеет следующие характеристики: географические координаты 61.59° с.ш., 129.41° в.д., высота над уровнем моря 95 м, геомагнитный порог обрезания 1.3 ГВ, стандартное давление 1003 мбар.

В течение многолетней эксплуатации м.т. часто возникали технические проблемы, связанные с физическим устареванием счетчиков, электронных схем и комплектующих, а также с большими статическими помехами в условиях сухого климата центральной Якутии и зоны вечной мерзлоты. Также важно отметить высокую чувствительность приборов к изменениям влажности и температуры окружающей среды, особенно счетчиков, которые эксплуатируются в шахте в условиях вечномерзлых грунтов, где сохраняется стабильная отрицательная температура около —4°С независимо от сезона года.

Специально проведенные в ИКФИА СО РАН исследования [5] показали, что указанный в паспорте пропорциональных газоразрядных счетчиков СГМ-14 температурный диапазон работы от -30 до $+40^{\circ}$ C не соответствует действительности, поскольку эксплуатация мюонных телескопов в режиме отрицательных температур в шахте приводит к значительному падению эффективности регистрации частиц. Это связано с фазовыми изменениями паров циклогексана, наполняющих счетчики СГМ-14, что приводит к смещению рабочего плато счетчиков на 50 В/°С в область низких напряжений и их переходу в режим генерации большого числа ложных импульсов. А при температурах окружающей среды ниже -5°С использование газоразрядных счетчиков СГМ-14 становится вообще невозможным.

Все эти факторы объективно привели к необходимости модернизации мюонных телескопов, которая заключалась в разработке и создании современных сцинтилляционных мюонных телескопов (с.м.т.) и в дополнении ими всего комплекса детекторов. Весьма существенным является то обстоятельство, что значительно упрощается техническое обслуживание нового оборудования, повышается информативность и стабильность работы телескопов. Важным фактором является также независимость работы сцинтилляционных телескопов от колебаний температуры (согласно паспорту, рабочий диапазон температур сцинтилляционного счетчика составляет от -20 до $+50^{\circ}$ С) и влажности окружающей среды, что является определяющим обстоятельством для размещения телескопов в шахте в условиях вечной мерзлоты.

3. КОНСТРУКЦИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО МЮОННОГО ТЕЛЕСКОПА

Входящий в состав якутского спектрографа к.л. им. А.И. Кузьмина с.м.т. состоит из двух слоев литьевых полистирольных сцинтилляторов СЦ-301 толщиной 30 мм и эффективной площадью регистрации 1 м², разделенных зазором в 1 м (рис. 1). Линейные размеры конструкции телескопа составляют 4740 × 2440 × 2150 мм, общая масса — около 1000 кг. Выбор таких линейных размеров конструкции обусловлен ограниченными размерами штреков шахты и необходимостью сохранить старые телескопы м.т. В результате удалось в открытом пространстве под нижним слоем счетчиков с.м.т. на уровнях 7. 20 и 40 м в.э. разместить старые телескопы. При этом новый наземный с.м.т. (уровень регистрации 0 м в.э.), для удобства обслуживания, имеет меньшую высоту и размещен отдельно от старого м.т.

Каждый слой с.м.т. состоит из восьми сцинтилляционных счетчиков СЦ-301 со встроенными малогабаритными фотоумножителями ФЭУ-115М. Эффективная площадь регистрации одного слоя с.м.т. составляет 8 м². В табл. 1 приведены основные параметры и характеристики сцинтилляционного счетчика СЦ-301. Необходимо отметить, что в конструкции с.м.т. используются счетчики производства ФГБУ "Институт физики высоких энергий им. А. А. Логунова" Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" (г. Протвино, Московская область) [6].

Светосбор с пластин сцинтилляторов осуществляется переизлучающими волокнами. Повышение в этом случае светосбора по сравнению с традиционным методом (непосредственно на



Рис. 1. Схематическое изображение конструкции с.м.т. $U_1 - U_8$ – счетчики верхнего слоя; $L_1 - L_8$ – счетчики нижнего слоя.

фотоприемник) [6] позволяет использовать усилители с меньшим коэффициентом усиления и иметь более стабильный детектор. В счетчиках СЦ-301 для съема информации с литьевых полистирольных сцинтилляторов используются спектросмещающие волокна марки BCF-91A с двойной оболочкой диаметром 1 мм и малогабаритный ФЭУ-115М. Свободные концы спектросмещающих волокон собраны в жгут (сборку) и вклеены в специальную втулку, закрепленную на общем с пластинами основании. Каждый счетчик состоит из регистрирующей части, фотоэлектронного умножителя (ф.э.у.), умножителя напряжения для питания ф.э.у. и электроники. Сам ф.э.у., умножитель напряжения для него и необходимая электроника объединены в один оптоэлектронный блок. Характеристики ФЭУ-115М представлены в табл. 2.

Для минимизации уровня различных помех, особенно статического электричества, обусловленного сухим (особенно в зимний период) климатом центральной Якутии, специально для всего комплекса детекторов, помимо защитного, построено предусмотренное конструкцией инструментальное заземление. Для этого до ближайшего небольшого озера глубиной до 1.5 м, расположенного на расстоянии около 50 м от станции к.л., проложе-

Таблица 1. Параметры и характеристики сцинтилляционного счетчика СЦ-301

Рабочий диаметр фотокатода, мм	25
Площадь фотокатода, см ²	4.7
Длительность сигнала на уровне 0.1 амплитуды, нс	18
Длительность нарастания импульса на аноде, нс	9
Отклонения сигнала от линейности при амплитуде 0.5 В, %	1.5
Чувствительность фотокатода при длине волны света 500 нм, мА/Вт	50-65
Неравномерность чувствительности фотокатода, %	8
Коэффициент усиления	$3.5 \cdot 10^{5}$
Рабочее напряжение, В	1700-1900
Диаметр стеклянной колбы, мм	31
Рабочая область фотокатода, мм	25
Длина ф.э.у., мм	105

Таблица 2. Технические характеристики ФЭУ-115М

на шина сечением $40 \times 4 \text{ мм}^2$, прочно приваренная к металлическому листу из высокоуглеродистой стали толщиной 5 мм и площадью 4 м².

Неоднократно проведенные в октябре месяце (период наибольшей оттайки вечномерзлого грунта) в окрестности станции независимые измерения показали, что сопротивление инструментального заземления не превышает 4 Ом. Примечательно, что качественное инструментальное заземление сохраняется даже зимой при температуре наружного воздуха ниже -50° С, когда озеро промерзает до дна. Контрольное бурение льда показало, что на дне озера, даже в самый холодный период времени (январь), грунт не замерзает, что позволяет растечься току в стороны от металлического листа шины заземления.

Кроме того, на станции к.л. весь пол покрыт специальным антистатическим линолеумом с тонкой медной сеткой на обратной стороне, который также заземлен на описанную выше шину. Таким образом, на станции к.л. удалось полностью избавиться от сбоев данных при регистрации их спектрографом к.л., обусловленных высоким статическим напряжением в здании, которые часто наблюдались ранее.

4. ЛОГИЧЕСКАЯ СХЕМА СОВПАДЕНИЙ

При заданной конструкции с.м.т. с электронной схемой, основанной на двойных совпадениях, телескоп способен регистрировать частицы, приходящие на него из 13-ти направлений. При этом логическая схема совпадений, согласно конструкции, представленной на рис. 1, выглядит следующим образом:

$$V = (U_1 \times L_1) + (U_2 \times L_2) + (U_3 \times L_3) + (U_4 \times L_4) + (U_8 \times L_8) + (U_7 \times L_7) + (U_6 \times L_6) + (U_5 \times L_5);$$

$$\begin{split} \text{N50} &= (U_1 \times L_2) + (U_2 \times L_3) + (U_3 \times L_4) + \\ &+ (U_8 \times L_7) + (U_7 \times L_6) + (U_6 \times L_5); \\ \text{S50} &= (U_2 \times L_1) + (U_3 \times L_2) + (U_4 \times L_3) + \\ &+ (U_7 \times L_8) + (U_6 \times L_7) + (U_5 \times L_6); \\ \text{E50} &= (U_1 \times L_8) + (U_2 \times L_7) + (U_3 \times L_6) + (U_4 \times L_5); \\ \text{W50} &= (U_8 \times L_1) + (U_7 \times L_2) + (U_6 \times L_3) + (U_5 \times L_4); \\ \text{N67} &= (U_1 \times L_3) + (U_2 \times L_4) + (U_8 \times L_6) + (U_7 \times L_5); \\ \text{S67} &= (U_3 \times L_1) + (U_4 \times L_2) + (U_6 \times L_8) + (U_5 \times L_7); \\ \text{N74} &= (U_1 \times L_4) + (U_8 \times L_5); \\ \text{S74} &= (U_4 \times L_1) + (U_5 \times L_8); \\ \text{NE59} &= (U_7 \times L_1) + (U_6 \times L_2) + (U_5 \times L_3); \\ \text{NW59} &= (U_8 \times L_2) + (U_7 \times L_3) + (U_6 \times L_4); \\ \text{SE59} &= (U_2 \times L_8) + (U_3 \times L_7) + (U_4 \times L_6); \\ \text{SW59} &= (U_5 \times L_3) + (U_6 \times L_2) + (U_7 \times L_1). \end{split}$$

Здесь знаком "×" обозначено логическое умножение, а знаком "+" — логическое сложение; символом L обозначены счетчики нижнего слоя, а символом U — верхнего; V — направление вертикаль (зенит); N, S, E и W — общепринятые обозначения сторон света; цифры рядом — углы в градусах, отчитываемые от направления вертикаль.

5. ПРИЕМНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРА

Для использования данных регистрации с.м.т. необходимо знание приемных характеристик так называемых приемных векторов [7], которые определяют связь между наблюдаемой детектором интенсивностью к.л. и первичным излучением в межпланетной среде. Без знания этих характеристик невозможно корректно проводить научный анализ данных измерений к.л.

Регистрируемые с.м.т. мюоны появляются в результате взаимодействия к.л. с атмосферой Земли и служат косвенным источником информации о первичных частицах. Поэтому расчет приемных векторов ведется на основе общих представлений о взаимодействии к.л. с атмосферой Земли и их распространении в геомагнитном поле с учетом геометрии прибора. Ниже представлена методика расчета приемных векторов прибора на основе определения диаграмм направленности, коэффициентов связи и асимптотических углов попадания регистрируемых прибором частиц к.л. в геомагнитное поле. Также необходим выбор спектра исследуемых вариаций к.л. Знание приемных векторов прибора позволяет корректно определить угловое распределение к.л. в межпланетном пространстве.

Диаграммы направленности, коэффициенты связи, траектории к.л. и приемные вектора для всех четырех с.м.т. приведены на сайте https:// ysn.ru/smt/characteristics.

5.1. Диаграммы направленности мюонного телескопа

Угловая зависимость распределения регистрируемой интенсивности к.л. определяется выражением [7]

$$I(\theta) = I_0 \cos^{\gamma} \theta,$$

где I_0 – абсолютная интенсивность к.л. по вертикали, γ – показатель зенитного углового распределения к.л. [8, 9].

В этом случае темп счета *J* с.м.т. определяется как [7]

$$J = I_0 \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} N(\theta, \varphi) d\theta d\varphi.$$

Здесь $N(\theta, \varphi) = S(\theta, \varphi) \cos^{\gamma+1} \theta \sin \theta$ – диаграмма направленности телескопа, где $S(\theta, \varphi)$ – площадь совпадений потока регистрируемых частиц в выбранном направлении в зависимости от азимутального (φ) и зенитного (θ) углов их попадания на счетчики. При этом зависимость величины $N(\theta, \varphi)$ от угла φ или θ называется соответственно азимутальной либо зенитной диаграммой направленности телескопа.

На основе представленной выше логической схемы совпадений с.м.т. и с учетом ее геометрии рассчитаны зенитные и азимутальные диаграммы направленности (рис. 2). Для сопоставления расчетных и наблюдаемых данных необходимо задать параметры I_0 и γ , которые на уровне моря составляют в среднем соответственно 0.5 см⁻² · мин⁻¹ · ср⁻¹ [9, 10] и 2 [9].



Рис. 2. Интегральные зенитные (**a**) и азимутальные (**б**) диаграммы направленности для регистрации интенсивности мюонов с.м.т. по вертикали и под углами 50°, 59°, 67° и 74° из различных направлений прихода мюонов.

5.2. Коэффициенты связи

Коэффициенты связи $W(E, \theta)$, предложенные в 1957 г. проф. Л.И. Дорманом [11], характеризуют относительную чувствительность детектора к протонам первичного космического излучения различных энергий. Теоретические расчеты такой зависимости были выполнены в работе [7], где для комплекса м.т. якутского спектрографа к.л. были рассчитаны дифференциальные кратности мюонов, отражающие отклик детектора на энергии частицы [7, 12–15]. Такой же метод расчета коэффициентов связи применен и к с.м.т. На рис. 3 представлены коэффициенты связи для с.м.т., нормированные согласно выражению $\int W(E, 0) dE = 1$

 $\int W(E,\theta)dE = 1.$

Хотя с.м.т. является интегральным прибором, регистрирующим первичный поток к.л. без ограничения по энергии, для каждого его направления можно определить основную энергию первичного излучения. Такая оценка важна для интерпретации результатов, так как позволяет, не прибегая к сложным расчетам, оценить энергии первичных частиц, наиболее ответственных за



Рис. 3. Коэффициенты связи с.м.т., установленных на различных уровнях регистрации, для вертикального направления (**a**) и под зенитными углами 50° (**б**), 59° (**в**) и 67° (**г**).

наблюдаемые детектором вариации интенсивности к.л. Известной и широко применимой в этом плане является так называемая медианная энергия $E_{\text{мел}}$, определяемая выражением

$$\int_{R_c}^{E_{\text{Mer}}} W(E, \theta) = \frac{1}{2} \int_{R_c}^{\infty} W(E, \theta),$$

где R_c — жесткость геомагнитного обрезания частиц.

5.3. Энергетический спектр вариаций к.л.

При исследовании вариаций к.л., возникающих вследствие модуляции галактических к.л. в гелиосфере, необходимо задавать их энергетический спектр. Выбор спектра вариаций к.л. необходим для правильной оценки энергий к.л., непосредственно регистрируемых детектором. Как известно, амплитуды вариаций к.л. с увеличением числа исследуемых гармоник резко падают, и наиболее значимыми являются лишь суточные и полусуточные вариации. Ниже представлены энергетические спектры именно для этих вариаций. Так как спектры могут меняться в зависимости от уровня солнечной активности, они заданы для нескольких положений.

В частности, для определения исследуемых компонент первой гармоники выбран спектр $f_1(E)$ вида: $f_1(E) = \text{сопst}$, если $E \le E_0$, и $f_1(E) = 0$, если $E > E_0$, где $E_0 = 40$, 60, 80, 100 ГэВ. Спектр для второй сферической гармоники $f_2(E)$ [7] представлен как: $f_2(E) = E/E_0$, если $E \le E_0$, и $f_2(E) = (E/E_0)^{-2}$, если $E > E_0$, где $E_0 = 50$, 70, 100, 150 ГэВ.

5.4. Расчет траекторий частиц в геомагнитном поле

Являясь заряженными частицами, к.л. подвергаются влиянию геомагнитного поля. Это учитывается путем расчета траекторий к.л. по методике, представленной в работе [15]. При этом магнитное поле Земли рассчитывалось на основе модели международного геомагнитного аналитического поля IG-RF-12 (https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vm-od/ig-rf.html). Такой подход позволяет с удовлетворительной точностью определять траектории частиц в геомагнитном поле. В данной работе асимптотические углы $\Psi(E, \theta, \phi), \Phi(E, \theta, \phi)$ рас-

считывались с разрешением 3° по зениту (от 0° до 66°) и азимуту (от 0° до 357°).

5.5. Расчеты компонент приемных векторов

Угловое распределение к.л. обычно представляется в виде разложения в ряд по сферическим гармоникам. Такой подход несколько усложняет расчеты, однако позволяет с использованием минимального числа параметров описывать наблюдаемое распределение. В соответствии с этим приемные вектора представлены для первых двух сферических гармоник.

Для расчета компонент приемных векторов [7] использовалась формула

$$Z_n^m = \frac{\int_{E_{\min}}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi/2} W(E,\theta) f_n(E) N(\theta,\phi) \sin(\theta) e^{im\Psi(E,\theta,\phi)} P_n^m [\sin\Phi(E,\theta,\phi)] dEd\theta d\phi}{\int_{E_{\min}}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi/2} W(E,\theta) f_n(E) N(\theta,\phi) \sin(\theta) dEd\theta d\phi}$$

где $Z_n^m = X_n^m + iY_n^m$, а произведение $e^{im\Psi(E, \theta, \phi)}P_n^m[\sin\Phi(E, \theta, \phi)]$ содержит компоненты: $X_1^0 = \sin\Phi, X_1^1 = \cos\Phi\cos\Psi, Y_1^1 = \cos\Phi\sin\Psi, X_2^0 =$ = (3/2)sin² Φ - 1/2, $X_2^1 = sin2\Phi\cos\Psi, Y_2^1 =$ = sin2 Φ sin $\Psi, X_2^2 = cos^2\Phi cos2\Psi, Y_2^2 = cos^2\Phi$ sin2 Ψ .

6. ТЕМП СЧЕТА С.М.Т.

Учитывая специфику научных исследований, проводимых с помощью с.м.т., в частности изучение эффектов анизотропии к.л. с весьма малыми амплитудами, точность регистрации прибора имеет большое практическое значение. Среднеквадратичная дисперсия с.м.т. $\sigma = \sqrt{J}$, где J – темп счета детектора в определенном направлении. Измеренные темпы счета с.м.т. представлены в табл. 3. Соответственно для вертикального направления регистрации с.м.т. на уровне 0 м в.э. среднеквадратичная дисперсия σ часовых измерений составляет 0.082%, а на уровне 40 м в.э. — 0.276%.

Для сравнения ниже представлен темп счета по вертикали для старого м.т. якутского спектрографа к.л. (по состоянию на январь 2018 г.): Уровень регистрации, м в.э. 0 7 20 40

Темп счета, 10³ импульсов/ч 1124.2 540.9 261.8 115.0

Анализ показывает, что ввиду бо́льшей эффективной площади с.м.т. измеряемый им темп счета превышает темп счета соответствующих телескопов м.т. на: 31% (для приборов на уровне 0 м в.э.), 26% (7 м в.э.), 25% (20 м в.э.), 8% (40 м в.э.).

7. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ, СБОРА И ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ

В настоящее время новые современные с.м.т. установлены на поверхности Земли, а также на глубинах 7, 20 и 40 м в.э. С 2010 г. в ИКФИА СО РАН проведен большой объем работ по их наладке и настройке, а также по созданию системы сбора информации для мюонного телескопа данного типа. В настоящее время осуществляется непрерывная поминутная и почасовая регистрация на всех детекторах к.л. Система регистрации и передачи данных по оптической линии в режиме реального времени от станции к.л. на сервер базы данных в главном здании разработана в производственном отделе и Центре информационных технологий института. Вся регистрация и передача данных осуществляются под управлением операционной системы Linux. Сама база данных функционирует под управлением системы PostgreSQL10. Данные регистрации находятся в открытом доступе для всех заинтересованных пользователей в Интернет, посредством интерактивных запросов их можно найти на сервере базы данных, расположенном в главном здании института по адpecam https://ysn.ru/ipm/ и https://ysn.ru/smt. Отметим, что база данных с.м.т. зарегистрирована как результат интеллектуальной деятельности ИКФИА СО РАН под номером регистрации (свидетельства) № 2019620103 в Федеральной службе по интеллектуальной собственности (https://new.fips.ru/registers-doc-view/fips servlet?DB=DB&DocNumber= 2019620103&TypeFile=html).

ГЕРАСИМОВА и др.

Направление регистрации	Наблюдаемый темп счета, 10 ³ импульсов/ч, при регистрации на уровне						
паправление регистрации	0 м в.э.	7 м в.э.	20 м в.э.	40 м в.э.			
Вертикаль	1474.5	684.0	328.1	123.8			
N50	268.9	132.8	66.6	28.1			
S50	261.5	127.8	69.3	25.9			
E50	178.4	84.3	42.8	16.0			
W50	174.2	85.5	39.0	16.5			
N67	16.4	5.9	3.1	1.3			
S67	16.3	5.5	3.2	1.3			
N74	0.4	0.5	0.2	0.1			
S74	0.4	0.4	0.2	0.1			
NE59	45.5	20.1	11.2	4.1			
NW59	44.9	20.7	10.5	4.4			
SE59	44.8	20.6	10.3	4.6			
SW59	44.2	20.8	9.8	4.3			

Таблица 3. Наблюдаемый темп счета с.м.т. на разных уровнях регистрации (по состоянию на январь 2018 г.)

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и изготовлен прибор, который позволяет с высокой эффективностью регистрировать мюонную компоненту вторичных к.л., приходящих с 13-ти направлений, как на поверхности Земли, так и на уровнях 7, 20 и 40 м в.э. под землей. Прибор обладает улучшенными счетными характеристиками и угловым разрешением по сравнению с установленными ранее и устаревающими мюонными телескопами на газоразрядных счетчиках СГМ-14. В качестве примера общий вид с.м.т., установленного на поверхности Земли, показан на рис. 4. С помощью этого прибора впервые в Якутске реализована возможность регистрации частиц с направлений Е–W, а также



Рис. 4. Общий вид с.м.т., установленного на поверхности Земли на станции к.л. "Якутск".

NE–SW, SW–NE, NW–SE и SE–NW. Это существенно расширяет круг решаемых задач, например, позволяет исследовать восточно-западную асимметрию в распределении к.л. в магнитосфере Земли, а также тонкие эффекты в анизотропии солнечных к.л.

Описанный прибор является частью уникальной научной установки "Российская национальная наземная сеть станций космических лучей" (http://ckp-rf.ru/usu/433536).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках программы базового финансирования проекта 16.2.2. "Происхождение космических лучей в различных астрофизических объектах и динамика их распределения в межпланетном пространстве" (регистрационный номер НИОКТР АААА-А17-117021450058-6) и при поддержке гранта РФФИ № 18-42-140002-р_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Космофизические исследования в Якутии. Якутск: ЯФ Изд-ва СО РАН, 2001.
- Красильников Д.Д., Кузьмин А.И., Шафер Ю.Г. // В кн.: Вариации интенсивности космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. С. 42.
- 3. Шафер Г.В., Шафер Ю.Г. Прецизионные наблюдения космических лучей в Якутске. Новосибирск: Наука, 1984.
- 4. *Стародубцев С.А.* Дис. ... доктора физ.-мат. наук. Иркутск: Ин-т солн.-зем. физики СО РАН, 2014.
- 5. Мигунов В.М., Стародубцев А.М., Транский И.А., Упольников А.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 32. №1. С. 171.
Самсонов И.С., Скрипин Г.В., Транский И.А., Чирков Н.П. Космические лучи и солнечный ветер. Новосибирск: Наука, 1981.

6. Бритвич Г.И., Бреховских В.В., Семенов В.К., Холо-

денко С.А. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 47.

https://doi.org/10.7868/S0032816215020159

- 8. Grieder P.K.F. Cosmic Rays at Earth. Reseacher's Reference Manual and Data Book. Elsevier, 2001.
- 9. Pethuraj S., Datar V.M., Majumder G., Mondal N.K., Ravindran K.C., Satyanarayana B. // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2017. V. 2017. № 9. P. 021. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/09/021

- 10. Добротин Н.А. Космические лучи: Учебное пособие. М.: Гостехиздат, 1954.
- 11. Дорман Л.И. Вариации космических лучей. М.: Гостехиздат, 1957.
- 12. Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Григорьев В.Г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т. 51. № 5. С. 716.
- 13. Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Скрипин Г.В., Кривошапкин П.А., Алтухов А.М. Исследования по геомагнетизму и аэрономии. М.: Наука, 1966.
- 14. Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Григорьев В.Г. // Известия РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 911.
- 15. Дорман Л.И., Смирнов В.С., Тясто М.И. Космические лучи в магнитном поле Земли. М.: Наука, 1971.

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.082

НАЗЕМНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ "ГАММА-СПЕКТРОМЕТР" В АСТРОНОМИЧЕСКОМ КОМПЛЕКСЕ CASLEO

© 2021 г. М. В. Филиппов^{*a*,*}, В. С. Махмутов^{*a*}, А. Н. Квашнин^{*a*}, О. С. Максумов^{*a*}, Ю. И. Стожков^{*a*}, J.-P. Raulin^{*b*}, J. Tacza^{*b*}

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

^b Universidade Presbiteriana Mackenzie, EE, CRAAM, Sao Paulo, Brazil *e-mail: mfilippov@frtk.ru

> Поступила в редакцию 21.01.2021 г. После доработки 04.02.2021 г. Принята к публикации 06.02.2021 г.

Представлены описание и технические характеристики научной установки "Гамма-спектрометр" для детектирования космических лучей, сконструированной на Долгопрудненской научной станции ФИАН в сотрудничестве с Университетом Маккензи (Сан-Пауло, Бразилия). Данная установка непрерывно функционирует в астрономическом комплексе CASLEO с 2015 года. Основой детектирующих модулей установки являются сцинтиллятор NaJ(Tl) Ø 76.2 мм и высотой 76.2 мм, фотоэлектронный умножитель Нататаtsu R1307, высоковольтный источник питания и предусилитель. Также приведена методика экспериментальной калибровки спектрометра.

DOI: 10.31857/S0032816221040030

введение

В 2014 г. на Долгопрудненской научной станции (ДНС) Физического института им. П.Н. Лебедева, в рамках международного сотрудничества с учеными Бразилии и Аргентины, разработан аппаратно-программный комплекс "Гамма-спектрометр", предназначенный для детектирования и определения энергетических спектров вторичных у-квантов [1]. Данная научная аппаратура установлена в обсерватории CASLEO (Аргентина, S31.47°, W69.17°, высота 2550 м над уровнем моря, жесткость геомагнитного обрезания $R_c = 9.8 \ \Gamma B$), где в настоящее время функционирует комплекс детекторов космических лучей, ранее разработанных на ДНС ФИАН. В 2006 г. была запущена первая установка, регистрирующая заряженную компоненту космических лучей, CARPET [2-7]. В 2015 г. были запущены "Гамма-спектрометр" и установка для регистрации нейтронной компоненты космических лучей "Нейтронный детектор" [8, 9].

В данной работе представлены схемотехнические решения, использованные при разработке "Гамма-спектрометра", и его характеристики. Также приведена методика калибровки по фоновому излучению.

УСТРОЙСТВО АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА

"Гамма-спектрометр" содержит четыре детектирующих модуля (рис. 1), в основе которых лежит сцинтилляционная сборка 12S12/3.VD.HVG. РА производства фирмы ScintiTech (http://www.scintitech.com/). В состав сцинтилляционной сборки входят: фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.) Нататаtsu R1307 (https://www.hamamatsu.com/ jp/en/product/type/R1307/index.html) диаметром 76 мм, сцинтиллятор NaI(Tl) Ø76.2 мм и высотой 76.2 мм и электронный блок, который состоит из высоковольтного преобразователя, делителя напряжения и предусилителя. Для питания электронного блока необходимы напряжения ±12 В.

Разработанный нами интерфейсный блок (рис. 2) рассчитан на подключение четырех детектирующих модулей через разъемы питания (XR1–XR4) и сигнальные разъемы (XR6–XR9). Первичные напряжения питания ± 12 В вырабатываются на преобразователях TML05212 (DA_1 и DA_2). Каждый преобразователь питает по два детектирующих модуля. Выходные напряжения высоковольтных преобразователей сцинтилляционных сборок настраиваются в диапазоне от –200 В до –1500 В, что позволяет устанавливать высокое



Рис. 1. Блок-схема научной аппаратуры "Гаммаспектрометр". *АЦП* – аналого-цифровой преобразователь, *ПК* – персональный компьютер.

напряжение для каждого ф.э.у. индивидуально с помощью потенциометров $R_1 - R_4$.

С помощью разъема XR5 сигналы от детектирующих модулей подаются на аналого-цифровой преобразователь (*АЦП*) USB3000 (http://www.rtechnology.ru/products/adc/usb3000.php), где преобразуются в последовательность двухбайтовых отсчетов. Каждый отсчет представляет собой число в диапазоне от -8000 до +8000 (максимальное разрешение по амплитуде), что соответствует диапазону сигнала от -5 до +5 В. Так как сигналы от детектирующих модулей являются положительными, на выходе *АЦП* получается последовательность отсчетов в диапазоне от 0 до 8000. Следовательно, шаг квантования сигнала – 625 мкВ.

Передача данных от *АЩП* к *ПК* осуществляется по шине USB. В настройках программного обеспечения можно установить частоту дискретизации *АЩП* (временное разрешение), шаг квантования сигнала по амплитуде (число каналов) и длительность времени накопления данных каждого файла.

Программное обеспечение *ПК* последовательно формирует файлы, содержащие данные, полученные в течение заданного интервала времени (длительность). При текущих условиях эксперимента измерения ведутся с установленной длительностью файлов данных 600 с, частотой дискретизации 500 кГц, с энергетическим разрешением 128 каналов.

Каждый файл данных в заголовке содержит информацию о времени начала измерений (UTC), частоте дискретизации $A\amalg\Pi$ и длительности интервала сбора данных. Далее записывается таблица, в которой указаны номер энергетического канала, число импульсов (ү-квантов), попавших в канал с номером N (дифференциальный спектр), суммарное число ү-квантов, попавших в каналы начиная с номера N + 1 и далее (интегральный спектр), и энергия ү-квантов, соответствующая номеру канала, посчитанная по предварительной калибровке с источниками ⁶⁰Со и ¹³⁷Сs.

КАЛИБРОВКА СПЕКТРОМЕТРА

Детектирующие модули "Гамма-спектрометра" были предварительно прокалиброваны на ДНС ФИАН с помощью источников у-излучения ⁶⁰Со (1.17 МэВ и 1.33 МэВ) и ¹³⁷Сѕ (661.7 кэВ). Первичная калибровка была необходима, чтобы корректно подобрать выходные напряжения высоковольтных преобразователей: 775 В для модуля 0, 789 В для модуля 1, 728 В для модулей 2 и 3, которые примерно задают диапазоны детектируемых энергий ү-квантов 50 кэВ-3.5 МэВ для модулей 0 и 1 и 50 кэВ-5 МэВ для модулей 2 и 3. Однако данная калибровка не может считаться окончательной, так как проведена в лабораторных условиях и не учитывает аппаратурный эффект – влияние температуры на выходное напряжение высоковольтных преобразователей.

Для иллюстрации температурного эффекта на рис. 3 приведены графики двух дифференциальных спектров для детектирующего модуля 0: спектр 1, полученный методом наложения эпох всех десятиминутных спектров за январь 2020 г., спектр 2 – по данным за июнь 2020 г.

Было необходимо разработать методику непрерывной калибровки спектрометра по имеющимся в распоряжении данным, которая учитывает температурный эффект и не требует дополнительных устройств, так как установка работает в автономном режиме. Для калибровки можно использовать спектральные линии радиоактивных веществ, находящихся в почве. В качестве калибровочных источников γ-излучения использованы изотопы: ⁴⁰К, ²¹⁴Ві, ²⁰⁸ТІ [10]. На рис. 3 выделены ориентировочные окрестности спектральных линий данных изотопов. В энергетическом диапазоне ~0-0.4 МэВ преобладает комптоновское рассеяние энергичных ү-квантов, поэтому при калибровке он не используется. Предпоследний энергетический пик, лежащий в диапазоне примерно (65-75)-го номе-

ФИЛИППОВ и др.



Рис. 2. Принципиальная схема интерфейсного модуля "Гамма-спектрометра". *DA*₁, *DA*₂ – TML05212, *DA*₃, *DA*₄ – LM1117-5.0.

ра каналов, является следствием образования электрон-позитронных пар и также не учитывается [11].

Из графиков (рис. 3) видно расхождение между линиями изотопов в спектре, которое увеличивается с ростом энергии (номера канала).

К имеющимся шести спектральным линиям добавляется начальное условие: E(U) = 0 при U = 0. В результате получается 7 известных точек E_n : $E_0(U_0 = 0), E_1(U_1), ..., E_6(U_6)$, разделяющих весь спектральный диапазон детектирующего модуля на 6 интервалов, значения энергий внутри которых будем заполнять кусочно-линейной функцией:

$$E(U) = E_n + k_n (U - U_n),$$
(1)

где E(U) — значение энергии, соответствующее номеру канала U; E_n — начальное значение энергии в данном интервале, соответствующее номеру канала U_n ; k_n — коэффициент наклона данной интерполяционной прямой:

$$k_n = \frac{E_{n+1} - E_n}{U_{n+1} - U_n},\tag{2}$$

где E_{n+1} — конечное значение энергии в данном интервале, соответствующее номеру канала U_{n+1} .

Для демонстрации методики рассмотрим произвольный отрезок времени, например, 01.01.2018 с 01:00 до 02:00 часов UTC (рис. 4). По наиболее выделяющимся пикам, соответствующим ⁴⁰K, хорошо заметно, что чувствительность детектирующих модулей 0 и 1 выше, чем чувствительность детектирующих модулей 2 и 3, вследствие более высоких установленных напряжений на ф.э.у.

По данной методике спектры, полученные детектирующими модулями, были разбиты на 6 интервалов, в каждом из которых по формулам (1) и (2) получены значения энергий γ-квантов в зависимости от номера канала (рис. 5). На графиках рис. 5 заметно некоторое отличие абсолютных значений темпов счета детектирующих модулей,



Рис. 3. Графики дифференциального спектра модуля 0 "Гамма-спектрометра": *1* – по данным за январь 2020 г. (летний период), *2* – за июнь 2020 г. (зимний период).



Рис. 4. Исходные дифференциальные спектры для 4-х детектирующих модулей (0–3) по данным за 01.01.2018 с 01:00 до 02:00 часов UTC. Цифры у спектров соответствуют модулям.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021



Рис. 5. Дифференциальные спектры для 4-х детектирующих модулей (0–3), после пересчета энергии γ -квантов, по данным за 01.01.2018 с 01:00 до 02:00 часов UTC.

которое, при необходимости, может быть устранено с помощью взаимной нормировки по данным одновременных измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены описание и схемотехническая реализация установки для детектирования потоков γ-излучения — "Гамма-спектрометр", непрерывно функционирующей в астрономическом комплексе CASLEO с 2015 г. по настоящее время. Для комплексного анализа экспериментальных данных этой установки разработана методика калибровки и пересчета измеряемых значений номеров канала аналого-цифрового преобразователя в энергию γ-квантов, основанную на природных фоновых источниках γ-излучения.

Данная установка представляет особый интерес для исследования процессов генерации γ-излучения в грозовых облаках и от молниевых разрядов (так называемые TGF- и TLE-события) [12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Мурзин В.С.* Астрофизика космических лучей: уч. пособие для вузов. М.: Логос, 2007.
- Makhmutov V., Raulin J.-P., De Mendonca R.R.S., Bazilevskaya G.A., Correia E., Kaufmann P., Marun A., Fernandes G., Echer E. // J. Phys. Conf. Ser. 2013.

V. 409 (1). P. 012185.

https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012185

3. Makhmutov V.S., Stozhkov Y.I., Raulin J.-P., Philippov M.V., Bazilevskaya G.A., Kvashnin A.N., Tacza J., Marun A., Fernandez G., Viktorov S.V., Panov V.M. // Bull. of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2017. V. 81 (2). P. 241.

https://doi.org/10.3103/S1062873817020265

- Мизин С.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.Н. // Краткие сообщения по физике. 2011. № 2. С. 9. https://doi.org/10.3103/\$1068335611020023
- 5. De Mendonca R., Raulin J.-P., Bertoni F., Echer E., Makhmutov V., Fernandes G. // JASTP. 2011. V. 73. P. 1410.

https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.09.034

 De Mendonca R.R.S., Raulin J.-P., Echer E., Makhmutov V.S., Fernandez G. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2013. V. 118 (4). P. 1403. https://doi.org/10.1029/2012JA018026

- 7. Филиппов М.В., Махмутов В.С., Стожков Ю.И., Максумов О.С. // ПТЭ. 2020. № 3. С. 109. https://doi.org/10.31857/S0032816220030039
- Philippov M.V., Makhmutov V.S., Stozhkov Y.I., Raulin J.-P., Kalinin E.V. // Bull. of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2019. V. 83. № 5. P. 611. https://doi.org/10.3103/S1062873819050137
- 9. Филиппов М.В., Махмутов В.С., Стожков Ю.И., Максумов О.С., Raulin J.P., Тасга J. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 96. https://doi.org/10.31857/S0032816220050298
- 10. Ford K., Harris J.R., Shives R., Carson J., Buckle J. // Geoscience Canada. 2008. V. 35. № 3–4. P. 109.
- 11. *Grasty R.L.* // Geophysics and Geochemistry in the Search for Metallic Ores. Geological Survey of Canada, Economic Geology Report 31. 1979. P. 147.
- Torii T., Sugita T., Kamogawa M., Watanabe Y., Kusunok K. // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. L24801. https://doi.org/10.1029/2011GL049731

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ___ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 533.95

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ НА ПОЛИМЕРЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

© 2021 г. В. А. Шувалов^{а,*}, Н. А. Токмак^а, Н. И. Письменный^а, Г. С. Кочубей^а

^а Институт технической механики Национальной академии наук Украины Украина, 49600, Днепр-5, ул. Лешко-Попеля, 15 *e-mail: vashuvalov@ukr.net

Поступила в редакцию 06.08.2020 г. После доработки 01.02.2021 г. Принята к публикации 10.02.2021 г.

Разработана процедура физического (стендового) моделирования длительного взаимодействия полимерных конструкционных материалов космических аппаратов с атомарным кислородом в ионосфере Земли с применением высокоэнергичных ионов атомарного кислорода потоков разреженной плазмы и эталонного полимера полиимида kapton-H. В качестве условия эквивалентности физического взаимодействия атомарного кислорода с полимерами используется равенство потерь массы материала в ионосфере и на стенде. Показано, что при облучении полимера kapton-H потоками атомарного кислорода с энергиями 30–80 эВ деградацию полимера определяет химическое травление. При этом флюенс атомарного кислорода и коэффициент ускорения стендовых испытаний практически на два порядка больше, чем коэффициент ускорения при облучении полимида kapton-H потоками атомарного кислорода с энергией 5 эВ.

DOI: 10.31857/S0032816221040108

Околоспутниковая среда на высотах 200—700 км агрессивна по отношению к полимерным материалам космического аппарата (к.а.). Экспозиция полимеров на орбитальных станциях МКС, "Мир", на к.а. Space Shuttle и др. на высотах ~350 км [1-3] показала, что коэффициенты эрозии материалов (унос массы, уменьшение толщины пленок) пропорциональны флюенсу атомарного кислорода (*AK*). Появился термин "полиимидный эквивалентный флюенс *AK*". В качестве эталонного к воздействию *AK* полимера принят полиимид карton-H.

Атомарный кислород на высотах 200–700 км ионизован; степень ионизации изменяется от 10^{-4} до 10^{-1} [4]. Физико-химическое воздействие *AK* на полимерные материалы и покрытия к.а. в атмосфере Земли характеризуют взаимосвязанные процессы обмена энергией, массой и зарядом между частицами окружающей среды и поверхностью при бесстолкновительном обтекании к.а. частично ионизованным газом. Положительные ионы *AK* с энергией ~5–10 эВ выполняют роль радиационного химического активатора поверхности материала к.а. Природа такого воздействия связана с нейтрализацией ионов, приводящей к возбуждению в полупроводниках и диэлектриках электронно-дырочных пар, сохраняющихся до-

статочно долго в поверхностном слое толщиной ~10 атомарных монослоев [4-6].

В условиях бесстолкновительного обтекания к.а. потоком частично ионизованного диссоциированного кислорода в атмосфере Земли с вероятностью, близкой к единице, непосредственно с поверхностью к.а. взаимодействует нейтральный атом кислорода с кинетической энергией иона в момент нейтрализации. Близость процессов физико-химического взаимодействия в системах "ион – твердое тело" и "нейтрал – твердое тело" подтверждается близостью значений коэффициентов аккомодации импульса и энергии, коэффициентов гетерогенной рекомбинации атомов и атомарных ионов кислорода, азота и водорода на бомбардируемых поверхностях [7].

Исследования кинетики процесса взаимодействия плазмы атомарно-молекулярного кислорода с полиимидом kapton-H [5, 8] свидетельствуют о том, что молекулярный кислород инертен и участия в химических реакциях не принимает. Определяющим является процесс окислительной деструкции полимеров с участием *AK*. Соотношение скоростей газовыделения продуктов химического травления CO, CO₂, H₂O и H₂ остается постоянным и в диапазоне 290–400 К не зависит от температуры материала и параметров разряда: вид частиц, химически воздействующий на пленку, не изменяется.

Механизм разрушения полимерных материалов – покрытий наружных поверхностей к.а. связан, как минимум, с двумя видами воздействия: физическим (кинетическим) распылением и химическим травлением. Следствием воздействия *АК* на полимеры являются: унос массы, изменение термооптических свойств поверхности, ухудшение физико-механических свойств из-за эрозии поверхности (снижение прочности полимеров).

Информация об изменениях свойств полимерных материалов наружных поверхностей к.а. под воздействием *AK* при длительной эксплуатации в ионосфере Земли может быть получена только экспериментально – по результатам летных или стендовых испытаний. Одним из путей решения задачи является физическое моделирование или имитация воздействия потоков *AK* на материалы в специализированных стендах.

Условиям экспозиции полимеров в ионосфере Земли на высотах 700—200 км при среднем уровне солнечной активности соответствуют следующие значения параметров AK [4, 9, 10]:

— энергия частиц $E_{AK} \approx 4.7 - 5.0$ эВ (на круговой орбите скорость $U_{\text{к.а.}} \approx 7.5 - 7.8 \text{ км/с}$);

- концентрация атомов $N_{AK} \approx 1 \cdot 10^6 - 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$;

— поток частиц $\Phi_{AK} = N_{AK}U_{\text{к.a.}} \approx 8 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{15} \text{ атомовO/(см}^2 \cdot \text{с});$

- годовой флюенс $F_{AK} = N_{AK}U_{\text{к.a.}}t \approx 2.5 \cdot 10^{19} - 9 \cdot 10^{22}$ атомовО/см², где t – время экспозиции.

На специализированных стендах генераторы, использующие лазерную детонацию, электронно-циклотронный резонанс, высокочастотный разряд и др. генерируют, как правило, импульсные и стационарные потоки *АК* с энергией частиц $E_{AK} \approx 5-10$ эВ и $\Phi_{AK} \approx 10^{15}-10^{16}$ атомовО/(см² · с) [4, 11, 12].

Натурные исследования [10, 13] показали, что химическая деградация полимеров продолжается в течение всего времени экспозиции на орбите.

Стендовые исследования деградации полимеров при длительном воздействии AK должны соответствовать времени экспозиции и орбитальным флюенсам AK. Реализация таких условий в импульсных и стационарных потоках AK при $E_{AK} \approx 5$ эВ на специализированных стендах затруднительна.

Для решения задачи физического моделирования длительного воздействия потоков AK на полимерные материалы к.а. могут быть использованы потоки плазмы атомарно-молекулярного кислорода с повышенной ($N_{iAK} \approx 10^9 - 10^{10}$ см⁻³) концентрацией частиц при энергиях ионов $E_{iAK} \approx 5$ эВ

или потоки плазмы с энергией ионов $AK E_{iAK} \approx 30-80$ эВ и $\Phi_{iAK} \ge 10^{16}$ атомовО/см² с.

Целью данной работы является разработка процедуры физического моделирования длительного взаимодействия полимерных конструкционных материалов к.а. при высоких флюенсах *AK* в ионосфере Земли путем облучения их на стенде высокоэнергичными ионами потоков разреженной плазмы атомарно-молекулярного кислорода $(E_{iAK} \approx 5-80 \text{ зB}).$

УСЛОВИЯ ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛИТЕЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОТОКОВ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА ПОЛИМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ К.А.

В качестве критерия эквивалентности при физическом (стендовом) моделировании длительного воздействия высокоскоростных потоков AK принято условие равенства уноса массы ΔM_W или уменьшения толщины полимерной пленки δx_W при экспозиции ее в ионосфере Земли и на специализированном стенде

$$\Delta M_W^{(N)} = \Delta M_W^{(M)}$$
 или $\delta x_W^{(N)} = \delta x_W^{(M)},$ (1)

где индекс "*N*" соответствует натурным условиям ионосфере Земли; "*M*" – условиям стендовых испытаний. Так как $\Delta M_W = \rho_W R_e F_{AK} = \rho_W \delta x_W (\rho_W u R_e - плотность и объемный коэффициент потери массы тестируемого материала), то из (1) следует соотношение, устанавливающее связь между параметрами, характеризующими условия эксплуатации материалов в ионосфере Земли, с их значениями при тестировании образца материала на стенде$

$$F_{AK}^{(N)}(E_{AK}^{(N)}) = F_{AK}^{(M)}(E_{iAK}^{(M)})R_e(E_{iAK}^{(M)})/R_e(E_{AK}^{(N)}), \quad (2)$$

где $E_{AK}^{(N)} = 5$ эВ, $E_{iAK}^{(M)}$ – энергия ионов *AK* в потоке плазмы атомарно-молекулярного кислорода на стенде.

Из (2) следуют условия для коэффициента ускорения испытаний на стенде

$$k_{y} = \frac{t^{(N)}}{t^{(M)}} = \frac{N_{iAK}^{(M)}}{N_{AK}^{(N)}} \left(\frac{E_{iAK}^{(M)}}{E_{AK}^{(N)}}\right)^{0.5} \frac{R_{e}(E_{iAK}^{(M)})}{R_{e}(E_{AK}^{(N)})}.$$
 (3)

Режимы испытаний:

1. $E_{iAK}^{(M)} = E_{AK}^{(N)} = 5$ эВ и $R_e(E_{iAK}^{(M)}) = R_e(E_{AK}^{(N)})$, тогда

$$k_{1y} = \frac{t^{(N)}}{t^{(M)}} = \frac{N_{iAK}^{(M)}}{N_{AK}^{(N)}} > 1;$$
(4)

2.
$$E_{iAK}^{(M)} > E_{AK}^{(N)}$$
 и $R_e(E_{iAK}^{(M)}) > R_e(E_{AK}^{(N)}),$ тогда

$$k_{2y} = \frac{t^{(N)}}{t^{(M)}} = k_{1y}\xi,$$
(5)

где $\xi = \left(\frac{E_{iAK}^{(M)}}{E_{AK}^{(N)}}\right)^{0.5} \frac{R_e(E_{iAK}^{(M)})}{R_e(E_{AK}^{(N)})} \gg 1.$

Из (4), (5) следует $k_{2y} \gg k_{1y}$, т.е. процесс испытаний в режиме 1 "ускоряется" пропорционально ξ . При стендовых испытаниях полимерного материала по результатам измерения потери массы $\Delta M_W(E_{iAK}^{(M)})$ и (или) уменьшения толщины $\delta x_W(E_{iAK}^{(M)})$ для известных значений параметров, характеризующих условия тестирования $F_{iAK}^{(M)}, E_{iAK}^{(M)}, t^{(M)}$, вычисляется объемный коэффициент потери массы полимера

$$R_{e_{W}}(E_{iAK}^{(M)}) = \frac{\Delta M_{W}^{(M)}}{\rho_{W}F_{iAK}^{(M)}} = \frac{\delta x_{W}}{F_{iAK}^{(M)}}.$$
 (6)

Для оценки значений параметров $F_{AK}(E_{AK}^{(N)})$ и $R_e(E_{AK}^{(N)})$, характеризующих условия эксплуатации материала в ионосфере, в соотношении (2) может быть использован полиимид kapton-H в качестве эталонного материала. Из отношения $\Delta M_W / \Delta M_k = \rho_W R_{e_W} F_W / \rho_k R_{e_e} F_k = \rho_W \delta x_W / \rho_k \delta x_k$ следует

$$R_{e_W}(E_{iAK}) = R_{e_k}(E_{iAK}) \times \frac{\delta x_W(E_{iAK})}{\delta x_k(E_{iAK})} \frac{F_k(E_{iAK})}{F_W(E_{iAK})}, \quad (7)$$

где индекс "*W*" – тестируемый материал, "*k*" – полиимид kapton-H.

Для фиксированных значений флюенса *AK* соотношение (7) запишется в виде

$$R_{e_{W}}(E_{AK}^{(N)}) = R_{e_{k}}(E_{AK}^{(N)})\frac{\delta x_{W}(E_{iAK})}{\delta x_{k}(E_{iAK})}.$$
(8)

Величина флюенса $F_{AK}(E_{AK}^{(N)})$ для условий эксплуатации тестируемого полимера в ионосфере, соответствующих условиям стендовых испытаний, определится из (2) после подстановки $R_e(E_{iAK})$ и $R_e(E_{AK}^{(N)})$ из (6), (8).

Область допустимых нагрузок при ускоренных испытаниях определяется условием для плотностей потока $AK \Phi_{AK}^{(N)} \leq \Phi_{AK}^{(M)} \leq \Phi_{AK}^{(max)}$ [14]. При физическом стендовом моделировании длительного взаимодействия потока AK с материалами к.а. это условие соответствует требованию: процессы на поверхности тестируемого материала, инициированные одним соударением, не должны перекрываться во времени. На стенде для концентрации и плотности потока должны выполняться условия $N_{AK}^{(M)} \leq 10^{12}$ см⁻³ и $\Phi_{AK}^{(M)} \leq 10^{18}$ атомовО/(см² · с). Эти условия приемлемы для большинства материалов к.а.: для полимеров $\Phi_{AK}^{(max)} \leq 10^{20}$ атомовО/(см² · с) [14].

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования проводились на стенде Института технической механики НАН Украины. Стенд относится к классу плазменных газодинамических труб. Безмасляная откачивающая система производительностью по воздуху до 50 м³/с (вакуумный электроразрядный агрегат и система турбомолекулярных насосов), наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом, дают возможность создавать в вакуумной камере стенда — цилиндре \emptyset 1.2 м и длиной 3.5 м — статическое разрежение ~1 · 10⁻⁵ Па, а при натекании газа ~1 · 10⁻³ Па.

Образцы испытуемых материалов и диагностические средства стенда размещены на подвижных платформах (верхней и нижней) с четырьмя степенями свободы каждая. Платформы обеспечивают угловые и поперечные перемещения в горизонтальной плоскости, перемещения в вертикальной плоскости и вращение вокруг вертикальной оси. Точность отсчета для линейных перемещений – 0.5 мм, для угловых – 0.5°. В ходе эксперимента образцы испытуемых материалов и диагностические зонды могут перемещаться практически в любую точку потока плазмы и объема вакуумной камеры стенда.

В качестве испытуемых материалов использовались полимерные пленки толщиной $x_W \approx 50.7$ мкм: полиимид kapton-H ($C_2H_{10}O_5N_2$, объемная плотность $\rho_W \approx 1.42$ г/см³) и тефлон FEP-100A ((C₂F₄)_n, ρ_W ≈ 2.15 г/см³). Образцы изготовлены в виде дисков Ø50 мм с диаметром облучаемой поверхности пленки ~45 мм. Испытуемые материалы размещены на подложке – диске из алюминий-магниевого сплава АМг-6М толщиной 3 мм, который выполняет роль термостата. Образцы испытуемых материалов в потоке плазмы показаны на рис. 1. Диаметр рабочей зоны струи на расстоянии 60 см от среза источника плазмы равен ~20 см. Рабочая зона струи плазмы – область с равномерным распределением концентраций и скорости ионов АК. Измерение и контроль температуры пленки и подложки осуществлялись миниатюрными термопарами Ø0.1 мм. В ходе экспериментов температура пленок не превышала ~350 К.

Для измерения весовых характеристик тестируемых материалов использовались аналитические весы с погрешностью не более $1 \cdot 10^{-4}$ г. Унесенная масса — разность показаний весов за 1 ч до и через 1 ч после экспозиции в потоке плазмы. Такое взвешивание вне вакуумирования и облучения плазмой обеспечивает идентичные условия определения массы. Доля адсорбированного газа при экспозиции образца в воздухе при атмосферном давлении составляет 10–15% от потери массы



полиимида kapton-Н при облучении его в течение

на стенде. 1 – карton-H, 2 – тефлон FEP-100A.

1 ч ионами AK с энергией $E_{iAK} = 5$ эВ.

В качестве источника высокоэнергичных ионов потоков плазмы атомарно-молекулярного кислорода ($O^+ + O_2^+$) использовался газоразрядный ускоритель с "саморазгоном" плазмы (с ионизацией рабочего тела O_2 электронным ударом и осцилляцией электронов во внешнем магнитном поле). Применение ускорителя плазмы позволяет получать в рабочей части вакуумной камеры стенда (области с равномерным распределением плотности, скорости ионов и индукции внешнего магнитного поля) потоки *AK* с концентрацией $N_{iAK} \approx 10^8 - 10^{10}$ см⁻³ и энергией ионов $E_{iAK} \approx 5-100$ эВ. Энергия направленного движения потока ионов E_{iAK} контролируется многоэлектродным зондом. Разброс измеренных значений E_{iAK} не превосходит ±4.5%.

На образцы воздействуют ионы и быстрые нейтральные атомы AK. Суммарный флюенс AK в месте расположения образцов полимерных материалов может быть представлен в виде суммы флюенса ионов F_{O^+} и флюенса F_O быстрых нейтральных атомов

$$F_{AK} \approx F_{O^{+}} + F_{O} = N_{O^{+}}U_{O^{+}}t + N_{O}U_{O}t \approx \xi_{di}N_{i\Sigma}U_{O^{+}}t \left(1 + \frac{N_{O}U_{O}}{N_{O^{+}}U_{O^{+}}}\right),$$
(9)

где N_O и U_O — концентрация и скорость быстрых нейтральных атомов кислорода.

ИОНЫ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА В ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

Для определения концентрации ионов в потоке разреженной плазмы на стенде используется система электрических зондов [15]. Регистрация вольт-амперных характеристик зондов производится в автоматическом режиме. Погрешность измерения зондового тока не более $\pm 2\%$. Потенциал плазмы измеряется по точке расхождения характеристик холодного и нагретого зонда. Разброс значений потенциала плазмы не превосходит $\pm 4\%$. Пик ионного тока насыщения, регистрируемый зондом при вращении в горизонтальной плоскости (вокруг вертикальной оси), соответствует ориентации оси зонда вдоль по потоку, а полуширина пика ионного тока насыщения пропорциональна степени неизотермичности разреженной плазмы – отношению температуры ионов к температуре электронов T_i/T_e .

Электрический цилиндрический зонд используется и для определения степени диссоциации ξ_{di} ионного компонента потока плазмы атомарно-молекулярного кислорода непосредственно в рабочей части струи у поверхности испытуемых образцов. Степень диссоциации ионного компонента плазмы атомарно-молекулярного кислорода можно представить в виде

$$\frac{N_{ia}}{N_{i\Sigma}} = \frac{N_{ia}}{N_{ia} + N_{im}} = \xi_{di},$$

а ионный ток насыщения $I_{i\Sigma}$ на цилиндрический зонд, ориентированный перпендикулярно вектору скорости потока плазмы, равен

$$I_{i\Sigma} = I_{ia} + I_{im} = \frac{(1+0.4\xi_{di})A_p}{\pi} e N_{i\Sigma} U_{im} \sqrt{1 + \frac{2e\varphi_W}{M_i U_{im}^2}},$$

степень диссоциации ионного компонента определится по формуле

$$\xi_{di} \approx 2.5 \left[I_{i\Sigma} / \left(I_{0i} \sqrt{1 + \frac{2e \, \varphi_W}{M_i U_{im}^2}} \right) - 1 \right]$$

Здесь $N_{i\Sigma} = N_{ia} + N_{im}$ (индекс "*a*" соответствует атомарным, "*m*" – молекулярным ионам кислорода); I_{ia} , I_{im} – ионный ток насыщения атомарных и молекулярных ионов; A_p – площадь поверхности зонда; *e* – заряд электрона; U_{im} , M_i – скорость и масса молекулярных ионов; $\varphi_W = \varphi_p - \varphi_0$ – потенциал зонда φ_p относительно потенциала плазмы φ_0 ; $I_{0i} = (A_p/\pi)N_{i\Sigma}U_{im}$ – ионный ток на зонд при $\varphi_W = 0$.

Параллельно с электрическими зондами для определения концентрации заряженных частиц в потоке плазмы служит микроволновый интерферометр, работающий на частоте 5.45 ГГц. Равенство значений концентраций заряженных частиц по результатам зондовых и микроволновых измерений позволяет, с использованием условия квазинейтральности плазмы, оценить:

Реакции	Коэффициенты рекомбинации β, см ³ /с	Количество актов рекомбинации <i>n</i> , см ⁻³ · с ⁻¹	Концентрация быстрых нейтральных атомов кислорода <i>N</i> _O , см ⁻³
Радиационная и ударно-радиаци- онная рекомбинация	$2.2 \cdot 10^{-13}$	$5.3 \cdot 10^{6}$	$1.7 \cdot 10^{2}$
Диссоциативная рекомбинация	$4 \cdot (10^{-11} - 10^{-10})$	$5.6 \cdot (10^7 - 10^8)$	$10^3 - 10^4$
Ионно-молекулярные обменные реакции	$(0.3-4) \cdot 10^{-11}$	$(0.24-3.2) \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^7 - 2.4 \cdot 10^5$

Таблица 1. Параметры, характеризующие образование быстрых нейтральных атомов *AK* при столкновительных реакциях в потоке плазмы атомарно-молекулярного кислорода на стенде

– наличие отрицательных ионов в потоке плазмы атомарно-молекулярного кислорода, $(N_e + N_i^-)_{\text{probe}} \approx N_{\text{emicrowave}}$, где N_e – концентрации электронов, N_i^- – концентрация отрицательных ионов;

- суммарную концентрацию положительных атомарных и молекулярных ионов $N_e \approx N_{i\Sigma} = N_{ia} + N_{im}$.

Такой подход оправдан, так как микроволновая диагностика основана на рассеянии электромагнитного излучения на свободных электронах ионизованной среды.

Состав остаточного газа в вакуумной камере стенда контролируется масс-спектрометром МХ 7307 [16]. По результатам масс-спектроскопического анализа при статическом лавлении 2 · 10⁻⁵ Па в остаточном газе в вакуумной камере стенда преобладают $CO + N_2$ и H_2 с концентрацией нейтральных молекул $N_n \approx 4.8 \cdot 10^9$ см⁻³. При рабочем давлении $5 \cdot 10^{-3}$ Па в плазменной струе основными компонентами являются быстрые ионы O^+ и O_2^+ . В камере ионизации и на срезе ускорителя плазма практически полностью ионизована $N_{O^++O^+_2} \approx N_{i\Sigma} \approx N_e$. В рабочем сечении струи суммарная концентрация ионов $N_{i\Sigma} \approx 6 \cdot 10^9$ см³. Концентрация ионов О⁺ атомарного кислорода при $\xi_{di} \approx 0.7$ равна $N_{O^+} \approx 4 \cdot 10^9$ см⁻³, а ионов O_2^+ молекулярного кислорода – $N_{0^+_2} \approx 2 \cdot 10^9$ см⁻³. Приведенные оценки позволяют определить флюенс ионов AK $F_{AK} \approx N_{O^+} U_{O^+} t$, воздействующих на полимеры в потоке плазмы атомарно-молекулярного кислорода.

БЫСТРЫЕ НЕЙТРАЛЬНЫЕ АТОМЫ В ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

Концентрация $N_{\rm O}$ быстрых ($U_{\rm O} \approx U_{\rm O^+}$) нейтральных атомов *АК*, возникших при соударениях частиц, пропорциональна коэффициентам: — радиационной и ударно-радиационной рекомбинаций β_r при захвате свободных электронов быстрыми ионами AK (O⁺ + $e^- \rightarrow$ O + hv; hv— электромагнитное излучение);

– диссоциативной рекомбинации β_{dis} электронов плазмы с молекулярными ионами ($O_2^+ + e^- \rightarrow O + O$);

 – ионно-молекулярных обменных реакций β_{im}
 (перезарядка ионов O⁺ при столкновениях с нейтральными молекулами остаточного газа и кислорода).

На рис. 2 приведены зависимости коэффициентов радиационной и ударно-радиационной β. рекомбинации свободных электронов при столкновениях с положительными ионами от температуры Т_е электронов в потоке разреженной плазмы. При этом принято [17]: сечение $\sigma_{0^+}^r$ радиационного захвата электронов положительными ионами О⁺ на уровни атомов АК с главным квантовым числом q = 1, 2, 3, ..., 12 равно сечению σ'_{H^+} захвата электронов протонами H^+ с q = 1, 2, 3, ..., 12, т.е. для высоких уровней энергии захвата электрона положительным ионом $\beta_r(O^+) \approx \beta_r(H^+)$. Для температуры электронов плазмы $T_e \approx 3$ эВ (стенд) значение коэффициента β_r и количество актов рекомбинации в одну секунду: $n_r \approx \beta_r N_{O^+} N_e$ приведены в табл. 1. Этим значениям соответствует максимальная концентрация образовавшихся быстрых нейтральных атомов кислорода $N_{O}^{r} \approx n_{r}/v_{ei}$ (v_{ei} – ча-стота соударения "ион AK – электрон").

Для коэффициента диссоциативной рекомбинации β_{dis} в ионосферной плазме на высотах ~200–500 км при температурах электронов $T_e \sim 1300-2500$ К [19, 23] приняты наиболее вероятные значения $\beta_{dis} \approx 10^{-9}-10^{-8}$ см³/с. С учетом температурной зависимости $\beta_{dis} \sim T_e^{-3/2}$ [21, 23, 24]



Puc. 2. Зависимости коэффициентов радиационной и ударно-радиационной β_r рекомбинации при столкновениях свободных электронов с положительными ионами от температуры T_e электронов: *1* – данные [18] для H⁺; *2* – значения из [19] для O⁺; *3* – расчетные значения [20], H⁺ при 10⁸ ≤ N_e ≤ 10¹² см⁻³; *4* – [19], H⁺; *5* – значение коэффициента β_r(O⁺) из [18]; *6* – аппроксимация β_r ≈ 2.7 · 10⁻¹³ $T_e^{-0.75}$ из [21]; 7 и *8* – расчетные значения β_r в плазме H⁺, [18] и [22] для 10⁹ ≤ N_e ≤ 10¹¹ см⁻³ соответственно (7− показан разброс значений для диапазона 10¹⁰ ≤ N_e ≤ 10¹² см⁻³); *9* – аппроксимация авторов β_r ≈ 4.8 · 10⁻¹³ $T_e^{-0.95}$.

для оценки величины коэффициента β_{dis} может быть использована аппроксимация $\beta_{dis} \approx \beta_{0dis} (T_e/T_{0e})^{-3/2}$, где $T_{0e} \approx 2000$ К и $\beta_{0dis} \approx 10^{-9} - 10^{-8}$ см³/с. Для температуры электронов на стенде $T_e \approx 3.5 \cdot 10^4$ К (3 эВ) значение β_{dis} приведено в табл. 1. Табличное значение β_{dis} согласуется с измеренным при температуре $T_e \approx 1 \cdot 10^4$ К значением коэффициента, приведенным в [25, 26]. Число актов рекомбинации $n_{dis} \approx \beta_{dis} N_{O_2^+} N_e$ и диапазон значений концентрации $N_O^{dis} \approx n_{dis} / v_{ei}$ быстрых нейтральных атомов AK для стенда приведено в табл. 1.

Быстрые нейтральные атомы *АК* в плазме атомарно-молекулярного кислорода образуются и в результате ионно-молекулярной обменной реакции $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$. Расчетные и экспериментальные значения коэффициента β_{im} для этой реакции из [19, 23], а также количества актов рекомбинации $n_{im} \approx \beta_{im} N_{O^+} N_{O_2}$ с образованием нейтральных атомов *AK* на стенде, соответствующих этому диапазону значений коэффициента β_{im} , приведены в табл. 1. Если $N_{O_2} \approx N_{O_2^+}$, то для частиц с энергией ~5–100 эВ частота столкновений ионов O⁺ с молекулами O₂ соответствует диапазону значений $v_{im} \approx 2 \cdot 10^1 - 1 \cdot 10^2 c^{-1}$ [18, 27]. Количество быстрых нейтральных атомов, образовавшихся при ионномолекулярной обменной реакции, на стенде равно

$N_{\rm O}^{im} = n_{im} / v_{im}$ (табл. 1).

Часть быстрых атомов О, образовавшихся в результате реакций рекомбинации с заряженными частицами плазмы, исчезает из объема в результате реакций рекомбинации при столкновениях с молекулами остаточного газа – СО, N₂ и H₂ [26, 28]. Концентрация остаточных газов (без расхода газа) $N_n \approx 4.8 \cdot 10^9$ см⁻³. Максимальные значения коэффициентов рекомбинации атомов О с молекулами СО, N₂ и H₂ при тепловых скоростях не превосходят константы скорости упругого (газокинетического) столкновения $\beta_{am} \sim 10^{-10}$ см³ с⁻¹ [28]. При высоких энергиях константа скорости рекомбинации приближается к газокинетическим значениям [28].

Средние значения коэффициентов рекомбинации β_{am} [см³ с⁻¹] при столкновениях атомов *AK* с молекулами остаточного газа: H₂ – 6 · 10⁻¹⁶– 2 · 10⁻¹⁰, N₂ – 3 · 10⁻¹⁷–6 · 10⁻¹¹, CO – 2 · 10⁻¹⁴– 7 · 10⁻¹¹ [26, 28]. С использованием этих данных и данных табл. 1 для концентрации быстрых нейтральных атомов, образующихся в результате обменно-столкновительных реакций на стенде, получим:

— радиационная и ударно-радиационная рекомбинация $N_{\rm O}'/N_{\rm O^+} \approx 4\cdot 10^{-8};$

- диссоциативная рекомбинация $N_{\rm O}^{dis}/N_{\rm O^+}$ ≈ 2.5 · (10⁻⁷-10⁻⁶); - ионно-обменные столкновения $N_{\rm O}^{im}/N_{\rm O^+}$ ≈

 $\approx 6 \cdot 10^{-5} - 4 \cdot 10^{-3};$

− столкновения с остаточными газами $N_{\rm O}^{am}/N_{\rm O^+} \approx$ ≈ 10⁻¹−10⁻⁵.

Таким образом, с учетом столкновительных реакций для быстрых атомов AK и ионов AK с высокой точностью выполняется условие $N_0U_0/N_{0^+}U_{0^+} \ll 1$.

При облучении испытываемых образцов потоком плазмы атомарно-молекулярного кислорода определяющим является воздействие ионов *AK*, и формула (9) может быть представлена в виде

$$F_{AK} \approx F_{O^+} \approx \xi_{di} N_{i\Sigma} U_{O^+} t.$$
 (10)

ПОТЕРЯ МАССЫ ПОЛИМЕРАМИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ ИОНАМИ *АК*

На рис. 3 приведены зависимости уноса массы ΔM_W полиимида kapton-H и тефлона FEP-100A от флюенса F_{AK} (энергия частиц 5 эВ).

Приведенные рис. З зависимости свидетельствуют о том, что при фиксированных значениях флюенса *AK* для полимерных пленок полиимид kapton-H и тефлон FEP-100A при $E_{AK} \approx 5$ эВ отношения $\Delta M_k / \Delta M_{FEP} \approx \text{const}$ и $\delta x_k / \delta x_{FEP} \approx \text{const}$. Аналогичное соотношение имеет место и для других полиимидных пленок ПМ-1Э, ПМ-А и полиэтилена [16].

Зависимость объемного коэффициента потери массы R_e полиимида kapton-H и тефлона FEP-100A от энергии ионов AK представлены на рис. 4.

Для фиксированных значений энергии ионов *AK* и флюенса F_{AK} из приведенных на рис. 3 и 4 зависимостей $\Delta M_W(F_{AK})$ и $R_e(E_{iAK})$ следует $\Delta M_W/\Delta M_k =$ = const и $R_{e_W}/R_{e_k} =$ const. Аналогичные данные при $E_{AK} = 5$ эВ (спутниковые измерения) и $E_{iAK} =$ = 20 эВ (стендовые испытания) для широкого ряда полимеров: $\Delta M_W/\Delta M_k \approx$ const и $\rho_W R_{e_W}/\rho_k R_{e_k} =$ = const приведены в [41].

На рис. 5 приведены зависимости потери массы полиимида kapton-H от флюенса высокоэнергичных ионов O⁺, Ne⁺, Xe⁺ и N⁺+N₂⁺.

Унос массы полиимида при облучении ионами $O^+ + O_2^+$ определяют два механизма: кинетическое распыление и химическое травление. При облучении полимера ионами Ne⁺, Xe⁺ и N⁺ + N₂⁺ унос массы определяет только кинетическое распыление. Приведенные на рис. 5 данные свидетельствуют о том, что при одинаковых энергиях ионов унос массы полиимида kapton-H за счет кинетического распыления практически на порядок меньше ΔM_k из-за химического травления.

При проведении испытаний в потоке *AK* отношение измеренной величины δx_W полимера к рассчитанной δx_k для фиксированных значений E_{iAK} и F_{iAK} $\delta x_W(E_{iAK})/\delta x_k(E_{iAK}) = \delta x_W(5 3B)/\delta x_k$ (5 3B) позволяет оценить величину объемного коэффициента уноса массы испытуемого полимера: R_{e_W} (5 3B) = $R_{e_k}(5 3B)\delta x_W/\delta x_k = R_{e_k}$ (5 3B) $\Delta M_W \rho_k / \Delta M_k \rho_W$.



Рис. 3. Зависимости уноса массы ΔM_W полимеров kapton-H (*1–8*) и тефлон FEP-100A (*9–18*) от флюенса *F_{AK}* (энергия частиц 5 эВ): *1* – измерения авторов в потоке ионов *AK*; *2* – к.а. Space Shuttle (миссия STS-41G [1]; *3* – данные [29]; *4* – измерение на орбитальной станции (о.с.) "Мир" (программа "Компласт") [2, 3, 6]; *5* – [10]; *6* – расчеты по программе ATOMOX [9]; *7* – измерения [30]; *8* – расчет авторов для *R*_{*e*_k} = = 3.07 · 10⁻²⁴ см³/атомовО; *9* – измерение авторов; *10* – данные [31, 32]; *11* – Lockhed FEP [33]; *12* – [34]; *13* – эксперимент "Компласт" на о.с. "Мир" [2, 3]; *14* – расчеты по программе ATOMOX [9]; *15* – измерения [35]; *16* – данные [36]; *17* – стендовые измерения [30]; *18* – расчет авторов для *R*_{*e*_k} = 0.23 · 10⁻²⁴ см³/атомовО.

Искомыми величинами при проведении испытаний полимерных конструкционных материалов космических аппаратов при облучении их высокоэнергичными ионами *AK* являются объемный коэффициент уноса массы R_{e_W} и флюенс F_{AK} , соответствующие условиям эксплуатации полимера в ионосфере Земли при энергиях атомов кислорода $E_{AK}^{(N)} \approx 5$ эВ. Процедура определения R_{e_W} ($E_{AK}^{(N)} \approx 5$ эВ) и $F_{AK}^{(N)}(E_{AK}^{(N)})$ включает несколько последовательных операций:



Рис. 4. Зависимость объемного коэффициента потери массы R_e полимеров kapton-H (*1–8*) и тефлон FEP-100A (*9–16*) от энергии ионов *AK*: *1* – измерения авторов в потоках ионов *AK* с энергиями $E_{iAK} \approx 5$; 31.6; 70; 75; 80 и 90 эВ; *2*, *3*, *5* – данные [4]; *4* – [12], $E_{iAK} \approx$ ≈ 30 эВ; *6* – о.с. "Мир" [2, 6, 10]; 7–[35]; *8* – аппроксимация авторов $R_{e_k} = 0.4(\alpha_i E_{iAK})^{1.268} \cdot 10^{-24} \text{ см}^3/\text{атомовO}$, где $\alpha_i \approx 1$ эВ⁻¹; *9* – измерения авторов; *10* – данные [37]; *11* – ЦАГИ [35]; *12* – [38]; *13* – [39]; *14* – о.с. "Мир" [2]; *15* – измерения [40]; *16* – аппроксимация авторов $R_{eFFP} \approx 0.3(\alpha_i E_{iAK})^{1.268} \cdot 10^{-25} \text{ см}^3/\text{атомовO}$.

1) на стенде в потоке ионов AK энергией E_{iAK} и флюенсом $F_{iAK}(E_{iAK})$ измеряется потеря массы $\Delta M_W(E_{iAK}, F_{iAK})$ материала или соответствующее уменьшение толщины полимерной пленки $\delta x_W(E_{iAK}, F_{iAK})$;

2) величина объемного коэффициента потери ионов полимера вычисляется по формуле $R_{e_w}(E_{iAK}) = \delta x_W(E_{iAK})/F_{iAK}(E_{iAK});$

3) для объемного коэффициента потери массы эталонного полимера kapton-H используется соотношение $R_{e_k}(F_{iAK}) = 0.4(\alpha_i E_{iAK})^{1.268} \cdot 10^{-24} \text{ см}^3/\text{атомовO};$

4) при фиксированном F_{iAK} флюенсе $\delta x_W(E_{iAK})/\delta x_k(E_{iAK}) = R_{e_W}(E_{iAK})/R_{e_k}(E_{iAK}) = \text{const}$



Рис. 5. Зависимости потери массы полиимида kapton-Н от флюенса высокоэнергичных ионов O⁺, Ne⁺, Xe^+ и $N^+ + N_2^+$. 1-3 – данные [12]: 1 – облучение ионами AK с энергией $E_{iAK} = 30$ эВ, 2 – ионы Ne⁺ $(E_{iNe^+} = 30 \text{ эВ}), 3 -$ ионы Xe⁺ $(E_{iXe^+} = 150 \text{ эB}); 4$ усредненная кривая при облучении полиимида ионами Ne⁺ ($E_{i \text{Ne}^+} = 30 \text{ эB}; V_{i \text{Ne}^+} = 1.7 \cdot 10^4 \text{ м/c}$) и ионами Xe⁺ ($E_{iXe^+} = 150$ эB; $V_{iXe^+} = 1.7 \cdot 10^4$ м/с); 5, 6 – измерения авторов в потоках ионов $AK (E_{iAK} \approx 31.6 \text{ эВ и})$ 80 эВ); 7, 8 — расчетные значения $R_{e_k} = 0.4$ (α_i ; E_{iAK})^{1.268} · 10⁻²⁴ см³/атомовО для $E_{iAK} \approx 31.6$ эВ и 80 эВ; 9-измерения авторов в потоке ионов N⁺ + N₂⁺ с энергией $E_i \approx 80$ эВ (потоки кислорода и азота плазма со степенью диссоциации ионного компонента $\xi_{di} \approx 0.63$); 10 – усредняющая зависимость для измеренных значений ΔM_k в потоке N⁺ + N₂⁺.

искомая величина объемного коэффициента потери массы определяется по формуле $R_{e_W}(5 \ni B) =$ $= R_{e_k}(E_N = 5 \ni B)R_{e_W}(E_{iAK})/R_{e_k}(E_{iAK})$, а искомый флюенс AK – из соотношения $F_{AK}^{(N)}(E_{AK}^{(N)}) =$ $= F_{iAK}^{(M)}(E_{iAK}^{(M)})R_{e_k}(E_{iAK}^{(N)})/R_{e_k}(E_{AK}^{(N)})$.

При стендовых испытаниях $E_{iAK} = 80$ эВ, $N_{iAK} \simeq 4 \cdot 10^9$ см⁻³ и времени экспозиции полимера в потоке плазмы AK $t^{(M)} \simeq 3$ ч = 1.08 \cdot 10⁴ с и флюенсе $F_{iAK}^{(M)}(E_{iAK}^{(M)}) = 1.34 \cdot 10^{20}$ см⁻² следует $R_{e_k}(E_{iAK}^{(M)}) \approx 1.04 \cdot 10^{-22}$ см³/атомовО, а $F_{AK}^{(N)}(E_{AK}^{(N)}) \simeq$ $\simeq 4.5 \cdot 10^{21}$ см⁻². В ионосфере при $E_{AK}^{(N)} = 5$ эВ и среднем уровне солнечной активности флюенс $F_{AK}^{(N)} = 4.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ соответствует годовой экспозиции полимера на высоте $h \approx 380$ км (МКС). При $E_{iAK} = 80$ эВ коэффициент ускорения стендовых испытаний полиимида kapton-H по формуле (5) равен $k_{2y} \approx 3000$, в то время как при облучении полимера потоком *AK* с энергией ионов $E_{iAK} = 5$ эВ коэффициент ускорения $k_{1y} \approx 20$ – формула (4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана процедура проведения стендовых испытаний полимерных материалов на стойкость к длительному воздействию атомарного кислорода в ионосфере Земли. Процедура включает облучение полимеров высокоэнергичными (30-80 эВ) ионами АК потока разреженной плазмы и использование полиимида kapton-Н в качестве эталонного материала. Критерием эквивалентности условий физического моделирования длительного взаимодействия "полимер – АК" в ионосфере и экспозиции "полимер – поток ионов" на стенде служит равенство потери массы материала. Для обоснования процедуры используются зависимости уноса массы и объемного коэффициента потери массы полиимида kapton-Н и тефлона FEP-100А от флюенса и энергии ионов АК.

Установлено:

— при облучении полиимида kapton-H ионами AK с энергией 30—80 эВ унос массы за счет химического травления практически на порядок больше, чем потери, обусловленные кинетическим распылением;

— коэффициент ускорения стендовых испытаний при облучении полимера высокоэнергичными ионами $k_{2y} \approx 3000$ на два порядка больше, чем коэффициент ускорения $k_{1y} \approx 20$ в потоке *AK* с энергией частиц 5 эВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Zimcik D.G., Maag C.R. // J. Spacecraft and Rockets. 1988. V. 25. № 2. P. 162. https://doi.org/10.2514/3.25965
- Мильничук В.К., Клиншпонт Э.Р., Пасевич О.Ф., Ананьева О.В. // Химия высоких энергий. 2013. Т. 47. № 6. С. 442. https://doi.org/10.7868/S0023119713060069
- Allegri G., Corradi S., Marchetti M., Milinchuk V.K. // Proc. 9th ISMSE, ESA, SP-540. Netherlands, Noordwijk. 2003. P. 255.
- Гужова С.К., Новиков Л.С., Черник В.Н., Скурат В.Е. // Модель космоса (научно-информационное издание). Т. 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов / Под ред. М.И. Панасюка, Л.С. Новикова. М.: КДУ, 2007. С. 171.

- 5. *Кувалдина Е.В., Любимов В.К., Рыбкин В.В.* // Химия высоких энергий. 1992. Т. 26. № 5. С. 475.
- 6. Ананьева О.А., Милинчук В.К., Загорский Д.Л. // Химия высоких энергий. 2007. Т. 41. № 6. С. 445. https://doi.org/1134/S001814390706001X
- 7. *Шувалов В.А.* Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. Киев: Наукова думка, 1995.
- Yokota K., Tagawa M. // J. Spacecraft and Rockets. 2007. V. 4. № 2. P. 434. https://doi.org/10.2514/1.15038
- ECSS-E-10-04A. Space Engineering: Space Environment. Noordwijk: ESTRC, 2000.
- Pippin H.G., Normand E., Woll S.L.B. // J. Spacecr. Rockets. 2004. V. 41. № 3. P. 322. https://doi.org/10/2514/1.10725
- Kleiman J., Iskanderava Z., Duminenko Y., Horodetsky S. // Proc. 9th ISMSE. ESTEC. Noordwijk. 2003. P. 313.
- Наукоемкие технологии в технике. Т. 17. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов / Под ред. К.С. Касаева. М.: ЗАО НИИ ЭНЦИТЕХ, 2000.
- 13. Gonzalez R.I., Tomczac S.J., Milton T.K., Garton D.G. // Proc. 9th ISMSE. Noordwijk: ESTEC, 2003. P. 113.
- Войценя В.С., Гужова С.К., Титов В.И. Воздействие низкотемпературной плазмы и электромагнитного излучения на материалы. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- Шувалов В.А., Письменный Н.И., Лазученков Д.Н., Кочубей Г.С. // ПТЭ. 2013. № 4. С. 98. https://doi.org/10.7868/S0032816213040125
- 16. Шувалов В.А., Токмак Н.А., Резниченко Н.П. // ПТЭ. 2016. № 3. С. 114. https://doi.org/10.7868/S0032816216020269
- Грановский В.А. Электрический ток в газе. Общие вопросы электродинамики. М.-Л.: Гостехиздат, 1952.
- 18. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизированных газах. М.: Мир, 1967.
- 19. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М.: Наука, 1972.
- 20. Митчнер М., Кругер И. Частично ионизированные газы. М.: Мир, 1976.
- 21. *Райзер Ю.П*. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
- 22. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
- Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968.
- 24. Бонд Дж., Уотсон К., Уэли Дж. Физическая теория газовой динамики. М.: Мир, 1968.
- 25. Бугаенко Л.Т., Кузьмин М.Г., Полак Л.С. Химия высоких температур. М.: Химия, 1988.
- Полак Л.С., Овсянников А.А., Словецкий Д.И., Вурзель Ф.Б. Теоретическая и прикладная плазмохимия. М.: Наука, 1975.
- 27. Гинзбург В.А. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- 28. Смирнов Б.В. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982.

- 29. *Tagawa M., Yokota K.* // Acta Astronautica. 2008. V. 62. № 2–3. P. 203. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2006.12.043
- Grossman E., Gouzman I., Lempert G., Noter Y., Lifshitz Y. // J. Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. № 3. P. 356. https://doi.org/10.2514/1.10890
- Banks B.A., Backus J.A., Manno M.V., Waters D.L., Cameron K.C., De Groh K.K. // J. Spacecraft and Rockets. 2011. V. 48. № 1. P. 14. https://doi.org/10.2514/1.48849
- Скурат В.Е. // Химия высоких энергий. 2016. Т. 50. № 6. С. 503. https://doi.org/10.7868/S0023119316060188
- De Groh K., Smith D.C. // Proc. 7th ISME ESA. SP-390. Toulouse, France. 1997. Noordwijk: ESTEC, 2997. P. 255.
- Miller S., Banks B., Waters D. // Proc. 10th ISMSE and 8th ICPMSE. Collioure, France. 2006. Noordwijk: ESTEC, 2006. P. 120.

- 35. Никифоров А.П., Терновой А.Н., Самсонов П.В., Скурат В.Е. // Химическая физика. 2002. Т. 21. № 5. С. 73.
- 36. *Reddy M.R.* // J. Materials Science. 1995. V. 2. P. 281. https://doi.org/10.1007/BF00354389
- Grossman E., Gouzman I. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2003. V. B208. P. 48. https://doi.org/10.1016/S0168-583X(03)00640-2
- Banks B.A., Waters D.L., Thorson S.F., De Groh K.K., Snyder A. Miller S. // Proc. 10th ISMSE and 8th ICPMSE. 2006. Collioure, France. ESA. SP-616.
- 39. *Cazanbon B., Paillous A., Siffre J., Thomas R.* // J. Spacecraft and Rockets. 1998. V. 35. № 6. P. 797. https://doi.org/10.2514/2.3402
- 40. Vered R., Lempert G.D., Grossman E., Haruvy Y., Marom G., Singer G., Lifshitz Y. // Proc. 6th ISMSE. ESA. Noordwijk: Netherlands, 1994. P. 175.
- 41. *Chernik V.N., Novikov L.S., Akiskin A.I.* // Proc. 10th ISMSE and 8th ICPMSE. Collioure, France. 2006. P. 127.

- ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 524.1-352

НАПРАВЛЕННЫЙ ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ УМЕРЕННЫХ ЭНЕРГИЙ

© 2021 г. Е. А. Михалко^{*a*,*}, Е. А. Маурчев^{*a*}, Ю. В. Балабин^{*a*}, А. В. Германенко^{*a*}

^а Полярный геофизический институт Россия, 184209, Апатиты, Академгородок, 26а *e-mail: mikhalko@pgia.ru Поступила в редакцию 17.11.2020 г. После доработки 03.12.2020 г. Принята к публикации 07.12.2020 г.

Для совместного использования со стандартными детекторами на станции космических лучей г. Апатиты разработан и установлен нейтронный спектрометр с тремя каналами по энергиям и углом приема частиц, составляющим 15°. Такая конфигурация устройства позволяет изучать степень анизотропии потока частиц. Характеристики детектора (функция отклика и угол приема частиц), а также геометрические размеры были получены численным моделированием при помощи пакета программ GEANT4. В ходе работы устройства была собрана база данных наблюдений и получены предварительные результаты.

DOI: 10.31857/S0032816221030228

ВВЕДЕНИЕ

В результате взаимодействия космических лучей с атомами воздуха образуется большое количество различных частиц [1–3]. Если первичная частица имеет достаточно высокую энергию ($E > 1 \Gamma$ эВ), то она производит целый каскад вторичных частиц, которые в процессе распространения в атмосфере испытывают неупругие соударения с ядрами атомов воздуха, в результате чего рождаются каскадные и испарительные нейтроны. Последние рассеиваются и поглощаются атмосферой и постепенно теряют энергию до тепловых значений (доли электронвольт).

Созданная в Полярном геофизическом институте комплексная система мониторинга позволяет регистрировать такие нейтроны в широком диапазоне энергий. Так, стандартный нейтронный монитор типа CHM-18-NM-64 предназначен для регистрации нейтронов с энергиями E >> 50 МэВ, а бессвинцовая секция нейтронного монитора имеет максимальную эффективность в диапазоне от тепловых и до умеренных энергий $(0.025 \le E \le 106 \Rightarrow B)$. Для исследования анизотропии потока нейтронов умеренных энергий был разработан направленный детектор нейтронов (н.д.н.). 20 апреля 2015 г. на станции космических лучей в дополнение к имеющемуся оборудованию был установлен и введен в эксплуатацию н.д.н. Проектирование детектора, а также расчет его чувствительности и энергетического диапазона осуществлялись с помощью численного моделирования с использованием программного па-



Рис. 1. Конфигурация н.д.н., полученная в результате моделирования при помощи пакета программ GEANT4. *1* – слой парафина; *2* – поглотитель, служащий защитным барьером от попадания тепловых нейтронов, движущихся со стороны парафинового замедлителя; *3* – верхний счетчик; *4* – треки влетающих нейтронов.

Таблица 1	. (Описание	материалов	, использ	уемых при	и создании	геометрии	модели н	н.д.	Н
-----------	-----	----------	------------	-----------	-----------	------------	-----------	----------	------	---

Материал (часть детектора, выполненная из этого материала)	Состав материала (процентное соотношение массы элемента)	Плотность, кг/м ³
Полиэтилен (промежуточные замедляющие пластины)	$(C_2H_4)_n$	950
Парафин (вещество основного замедлителя)	$C_{18}H_{38}$	900
Бура (поглотитель тепловых нейтронов)	Na ₂ B ₄ O ₇ · 10H ₂ O В (18.5% ¹⁰ В, 81.5% ¹¹ В (Потапов, 1961))	1700
Сталь (оболочка счетчиков)	Fe (98%), C (2%)	7850
Изотоп гелия (активное вещество счетчиков)	³ He (100%)	0.134

кета GEANT4 [4].

ПРОЕКТИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТАНОВКИ

Общая конструкция прибора определялась основным его назначением — обеспечить направленный прием детектируемых частиц. При моделировании н.д.н. были определены его окончательные конструктивные параметры (рис. 1).

Геометрия задавалась в виде параллелепипеда из парафина, в центре верхней поверхности которого выполнена глубокая полость. Поверхность полости покрыта слоем декагидрата тетрабората натрия (бура) толщиной 2.5—3 см. В полости расположены чувствительные объемы, имитирующие работу счетчиков СНМ-18, между которыми помещены полиэтиленовые пластины различной толщины (2, 4 и 8 см). Список используемых при моделировании материалов представлен в табл. 1. Регистрация нейтронов происходила по реакции [5, 6]:

$$n + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{3}\text{H} + {}^{1}\text{H} + 0.764 \text{ M} \Rightarrow B$$
 (1)

при образовании в счетчике ядра трития и протона.

Весь процесс моделирования разделен на 2 части [4], в первой определялась эффективность регистрации н.д.н. в зависимости от количества замедлителя, во второй – тот же параметр в зависимости от угла падения частиц. В первом случае эксперимент проводился в области приемного окна с моноэнергетическими перпендикулярными пучками нейтронов по 1000 частиц, энергия которых распределена в диапазоне 10^1-10^9 эВ (шаг изменяется логарифмически). В зависимости от толщины слоя замедлителя над верхним счетчиком оценивалось общее число событий, зарегистрированных при срабатывании счетчиков для каждого пучка. Таким образом набиралась



Рис. 2. Эффективность регистрации нейтронов: **a** – в зависимости от энергии при различной толщине (цифры у кривых) промежуточного замедлителя при моделировании облучения н.д.н. потоком перпендикулярно падающих частиц; **б** – в зависимости от угла падения частиц (цифры у кривых) при облучении детектора потоком наклонно падающих частиц при дополнительном условии отсутствия верхней замедляющей пластины, угол наклона 0° – нейтроны падают в приемное окошко, 15° и 45° – нейтроны проходят через полиэтиленовый замедлитель и поглотитель из буры.



Рис. 3. Профиль внутренней конструкции н.д.н. 1 – парафин, используемый в качестве замедлителя нейтронов до тепловых энергий; 2 – борсодержащий слой, обеспечивающий защиту от тепловых нейтронов, приходящих из направлений, отличных от диаграммы направленности н.д.н.; 3 – детектирующие элементы.

гистограмма (рис. 2а), представляющая собой эффективность регистрации. Во втором случае движение модельного генератора частиц было организовано так, что его траектория представляла собой отрезок дуги окружности от 0° до 45° относительно центральной точки н.д.н. в плоскости, параллельной торцевой части счетчиков. Таким образом получена эффективность регистрации н.д.н в зависимости от угла прихода частицы, представленная на рис. 2б.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

По результатам моделирования были определены геометрические параметры устройства ($\mathcal{I} \times \mathbf{W} \times \mathbf{B} = 60 \times 36 \times 32$ см) и его конструкция, фронтальная проекция которой представлена на рис. 3. В основе работы н.д.н. лежит свойство детектирующего оборудования преобразовывать поток зарегистрированных нейтронов в электри-

ческие импульсы. В качестве элементов, чувствительных к исследуемым частицам, были использованы гелиевые счетчики СНМ-18 (3) в стальной оболочке, основные технические характеристики которых представлены в табл. 2. Выбор в пользу СНМ-18 был определен, исходя из низкого значения рабочего напряжения питания, которое легко стабилизировать. Счетчики 3 установлены, как показано на рис. 3, в горизонтальном положении друг над другом в один ряд и помещены в короб 1 из парафина толщиной 15 см, который выступает в роли замедлителя нейтронов с энергиями E < 1 МэВ.

В качестве поглотителя тепловых нейтронов, приходящих из направлений, отличных от диаграммы направленности н.д.н., использовалась парафиновая вставка 2 с добавлением тетрабората натрия [7]. Вставка толшиной 2.5–3 см отделяет ряд детекторов от основного слоя замедлителя. Если толщины замедлителя достаточно, чтобы попавший в него нейтрон потерял энергию до тепловых значений, то такой нейтрон эффективно (до 95%) будет захвачен ядром бора и в счетчик не попадет. Если энергия нейтрона столь высока, что он проходит через замедлитель и поглотитель, сохранив часть своей энергии, то такой нейтрон не зарегистрируется в силу нечувствительности счетчиков к нетепловым нейтронам. Таким образом, счетчики будут регистрировать только нейтроны, попавшие в детектор через приемное окно, что обеспечивает направленность приема нейтронного потока. Дополнительно все счетчики отделены друг от друга парафиновыми пластинками толщиной 5 см. Это обеспечивает разделение по энергиям, что, в свою очередь, позволяет использовать н.д.н. и в качестве простого спектрометра. Верхний счетчик имеет наибольшую эффективность регистрации для нейтронов с тепловыми энергиями (до 1 эВ), средний чувствителен к частицам с энергиями в диапазоне 0.025 эB-100 кэB, а нижний - с энергиями от 100 кэB ло ~2 МэВ.

На рис. 4 представлена блок-схема н.д.н., показывающая взаимодействие между составными компонентами: питанием, устройством детектирования и системой регистрации. На детекторы подается постоянное напряжение порядка 1400 В. Полученные гелиевым счетчиком импульсы передаются на соответствующий ему усилитель-дис-

Таблица 2. Основные технические характеристики ³Не-детекторов СНМ-18, используемых в составе конструкции н.д.н., предназначенного для исследования анизотропии потока тепловых нейтронов на уровне Земли

Наименование	Диаметр, мм	Длина, мм	Диапазон рабочих температур, °С	Рабочее напряжение, В	Эффективность регистрации, %	
CHM 18	32	320	от —50 до +150	1375	70	



Рис. 4. Блок-схема направленного детектора нейтронов умеренных энергий.

криминатор (рис. 5), состоящий из трех каскадов на основе операционных усилителей AD825 (AD1- AD_{2}). Эти усилители являются належными и недорогими, и с учетом быстродействия и универсальности они способны поддерживать стабильное усиление при различных нагрузках. Каждый каскад имеет рабочее усиление, равное $K_v = 13$, соответственно суммарный коэффициент составляет порядка 2000 при двухполярном питании ±12 В. Первый и третий каскады представляют собой простые усилители, а второй каскад – инвертирующий усилитель. Сигнал после усиления подается на компаратор LM211 (AD_4), устраняющий лишние шумы ниже 1 В. Параллельно этому сигнал подается на аналоговый выход для его последующей калибровки. Последняя осуществляется за счет изменения общего К_и для каждого усилителя-дискриминатора индивидуально. Коэффициент усиления устанавливается в процессе регулировки делителя напряжения, размещенного перед выходным каскадом. Формирователь импульсов собран на микросхеме K561ЛE5 (DD_1) и настроен на формирование импульсов длительностью 10 мкс (±5%).

ИЗМЕРЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Наличие у н.д.н. довольно узкой диаграммы направленности можно проверить измерениями потоков нейтронов при различных углах к горизонту. В течение месяца н.д.н. работал в трех различных позициях по отношению к вертикали: в первую неделю диаграмма была направлена вертикально вверх, во вторую — под углом 45° относительно горизонта, в третью — находилась в горизонтальном положении.

Поток нейтронов у поверхности Земли определяется не только интенсивностью космических лучей, но и локальными условиями [8]. Поскольку имеется только один прибор и проводятся измерения потоков под различными углами в разные моменты времени. необходимо вначале выполнить коррекцию изменения потоков нейтронов в период проведения эксперимента. Данные о вариациях космических лучей были взяты из работы [9]. Однако стандартный нейтронный монитор специально разработан так. чтобы локальные условия (влажность почвы, осадки) оказывали на него малое воздействие. Так как поток тепловых нейтронов у Земли является изотропным, то вариации счета в других каналах н.д.н. определялись по отношению к первому (внешнему) счетчику, для которого изменение положения н.д.н. не влияет на счет. Это обеспечивает измерение потоков энергичных нейтронов по отношению к фоновому потоку тепловых нейтронов. Поскольку полученные величины дают лишь относительные вариации, то отношение второго или третьего каналов к первому в вертикальном положении было принято в качестве базового. Это позволило нагляднее представить наличие анизотропии.

На рис. 6 во втором (угол 45°) и третьем (угол 90°) положениях н.д.н. наблюдается увеличение счета относительно первого счетчика (относительно изотропного потока тепловых нейтронов). При наклонном положении н.д.н. наблюдается увеличение потока частиц с энергией до 100 кэВ на 7.5%, а в горизонтальном — темп счета снова уменьшается. В третьем канале для нейтронов с энергиями от 100 кэВ до ~2 МэВ наблюдается возрастание потока регистрируемых частиц на ~14%. При увеличении угла наклона до 90° поток нейтронов возрастает незначительно.



Рис. 5. Принципиальная схема используемого в работе трехкаскадного усилителя для н.д.н. $AD_1 - AD_3$ – операционные усилители AD825; AD_4 – компаратор LM211; DD_1 – микросхема K561ЛЕ5; VT_1 – транзистор KT3201Б; D_1 – стабилитрон Д818Е.

Предлагается следующее объяснение аномальному пику во втором канале. Из-за невозможности размещения на улице и для соблюдения постоянного температурного режима н.д.н. был установлен на подоконнике здания станции с очень толстыми стенами (>60 см). При вертикальном положении прибора часть его поля зрения оказалась закрытой верхней частью стены. В этом случае увеличение потока нейтронов умеренных энергий (до 100 кэВ) в наклонном под углом 45° положении н.д.н. может быть связано с тем фактом, что в этом направлении диаграмма приема прибора полностью открыта, тогда как в горизонтальном направлении поток нейтронов умеренных энергий закономерно падает. Увеличение потока нейтронов, по данным третьего канала (энергии от 100 кэВ до ~2 МэВ), в наклонном и горизонтальном положениях вполне объяснимо. Указанный энергетический диапазон приходится на пик "испарительных" нейтронов, которые испускаются ядрами атомов, возбужденных в столкновениях с первичной частицей космических лучей, в произвольном направлении. С попаданием в поле зрения различных плотных объектов поток испарительных нейтронов возрастает [10].

выводы

Для совместного использования со стандартными детекторами на станции космических лучей в г. Апатиты был разработан и создан направленный детектор нейтронов, конфигурация и параметры которого определены при помощи моделирования. Регистрация потока частиц ведется по трем энергетическим каналам, что позволяет прибору работать в качестве спектрометра. На протяжении нескольких лет осуществляется непрерывный мониторинг с помощью н.д.н. В процессе эксплуатации прибор показал надежность и стабильность рабочих параметров. Данные, полученные в ходе измерения анизотропии потоков



Рис. 6. График изменения темпа счета в различных направлениях: \mathbf{a} — от второго счетчика к первому, $\mathbf{\delta}$ — от третьего счетчика к первому.

нейтронов у Земли, не противоречат опубликованным в других источниках информации расчетам и результатам моделирования. Поскольку точных данных об анизотропии потоков нейтронов у Земли и ее зависимости от энергии нейтронов на данный момент нет, использование нескольких одновременно работающих н.д.н., направленных под разными углами, могло бы внести ясность в этот вопрос.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда 18-77-10018.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Maurchev E.A., Balabin Yu.V.* // Solar-Terrestrial Physics. 2016. T. 2. № 4. C. 3. https://doi.org/10.12737/24269
- 2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. (2-е изд.) М.: Наука, 1980.
- Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Михалко Е.А., Маурчев Е.А., Шур Л.И. // ПТЭ. 2020. № 6. С. 71. https://doi.org/10.31857/S0032816220060038
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Михалко Е.А., Гвоздевский Б.Б. // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5. № 3. С. 81. https://doi.org/10.12737/szf-53201908
- Векслер В., Грошев Л., Исаев Б. Ионизационные методы исследования излучений. М.: Гос. изд-во технико-теоретической лит-ры, 1949.
- 6. *Калашникова В.И., Козодаев М.С.* Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966.
- Рисованый В.Д., Захаров А.В., Клочков Е.П., Гусева Т.М. Бор в ядерной технике. 2-е, перераб. и доп. Димитровград: ОАО "ГНЦ НИИАР", 2011.
- Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975
- 9. https://cosmicray.pgia.ru/nmonitors.html
- Pioch C., Mares V., Vashenyuk E.V., Pioch C., Mares V., Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Rühm W. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2011. V. 626–627. P. 51.

https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.10.030

_____ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 534.7

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИПСИЛАТЕРАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ПОРОГА АКУСТИЧЕСКОГО РЕФЛЕКСА

© 2021 г. А. В. Богомолов^{а,*}, С. П. Драган^а, И. В. Оленина^а

^аГосударственный научный центр Российской Федерации — Федеральный медицинский биофизический центр им. А.И. Бурназяна ФМБА России Россия, 123098, Москва, ул. Живописная, 46

*e-mail: a.v.bogomolov@gmail.com Поступила в редакцию 27.01.2021 г. После доработки 02.02.2021 г. Принята к публикации 07.02.2021 г.

Аппаратно-программный комплекс предназначен для ипсилатерального измерения акустического рефлекса путем определения резонансной частоты наружного слухового прохода, изменяющейся за счет непроизвольного сокращения мышц среднего уха в ответ на звуки высокой интенсивности. Для определения резонансных характеристик наружного слухового прохода используется модифицированный метод двух микрофонов. Измеряя звуковое давление и разность фаз звуковых колебаний в двух сечениях волновода, герметично соединенного с наружным слуховым проходом, в заданном диапазоне частот определяют необходимые акустические характеристики. Программное обеспечение позволяет в автоматическом режиме формировать тестовый полигармонический сигнал и управлять амплитудой стимулирующего сигнала, а по результатам обработки измеренных данных рассчитывать частотно-зависимые коэффициенты отражения, коэффициенты поглощения и компоненты акустического импеданса наружного слухового прохода. Принципиальными особенностями разработанного комплекса являются отсутствие необходимости создания стационарного избыточного давления в наружном слуховом проходе, а также обеспечение прямого измерения импеданса наружного слухового прохода.

DOI: 10.31857/S0032816221040029

введение

Для дифференциальной диагностики многих заболеваний органа слуха информативным является исследование акустического рефлекса, под которым понимают сокращение стременной или барабанной мышцы в ответ на акустическое раздражение этого же или противоположного уха реакцию противодействия нервной системы сильному звуку, предназначенную для защиты преддверно-улиткового органа от звуковых перегрузок [1]. Акустический рефлекс (а.р.) характеризуется порогом, определяемым самой низкой интенсивностью звукового сигнала, который вызывает непроизвольное сокращение барабанной или стременной мышцы. Этот порог зависит от индивидуальных особенностей и типа стимула, у взрослого человека с нормальным слухом для раздражителя в виде чистого тона порог а.р. находится в диапазоне 80-85 дБ [1-3].

Исследование а.р. основано на измерении *акустического импеданса наружного слухового прохода* (н.с.п.). С этой целью применяют акустическую импедансометрию и многочастотную тимпанометрию [4–7], недостатком которых является невозможность нивелирования методических погрешностей, обусловленных искусственно создаваемым повышенным давлением в н.с.п.

Кроме того, в конструкциях тимпанометров предполагается, что измеренное звуковое давление на тестовой частоте 220 или 226 Гц является исключительно функцией объема н.с.п., а динамика его изменения при повышении или уменьшении статического давления используется для диагностики состояния среднего уха. Однако это не всегда справедливо в связи с тем, что при сочленении тимпанометра с ухом с помощью герметичных вкладышей образуется резонансная система: объемом резонатора служит объем н.с.п., а горлом резонатора является система из трех трубок, используемых для подачи статического давления, звукового сигнала тестовой частоты и измерения звукового давления.

Резонансная частота этой системы существенным образом зависит от индивидуальных особенностей н.с.п. и трубки подачи статического давления и может варьироваться в широком диапазоне частот, включая частоту 220 или 226 Гц. В связи с этим измеряемое звуковое давление является



Рис. 1. Внешний вид измерительной части аппаратно-программного комплекса

функцией не только объема н.с.п., но и соотношения резонансных частот. Таким образом, разные уровни измеренного звукового давления могут соответствовать одинаковому состоянию среднего уха и наоборот. Это обстоятельство снижает диагностическую ценность тимпанометрии.

Для устранения указанных недостатков разработан аппаратно-программный комплекс для экспериментальных исследований акустического рефлекса, позволяющий определить импедансные характеристики н.с.п. по результатам анализа прямых и отраженных полигармонических звуковых сигналов.

Цель работы — создание прибора для объективного определения порога а.р. с ориентацией на применение при проведении масштабных скрининговых исследований представителей социопрофессиональных групп населения, профессиональная деятельность которых сопряжена с воздействием транспортного, промышленного и производственного шума [8–16].

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

В основе работы описываемого аппаратнопрограммного комплекса лежит модифицированный метод двух микрофонов [17–22]. В волноводе, герметично соединенном с н.с.п., формируются звуковые волны. При падении звуковой волны на н.с.п. происходит вибрация барабанной перепонки (б.п.), вызывающая а.р. Характеристики отраженной звуковой волны определяются состоянием б.п.: отраженные звуковые колебания имеют меньшую амплитуду и сдвинуты по фазе относительно падающей звуковой волны. Частотно-зависимый сдвиг фаз и соотношение



Рис. 2. Схема измерительной части аппаратно-программного комплекса (размеры указаны в миллиметрах). M_1, M_2 – микрофоны.

амплитуд давлений в разных сечениях волновода зависят от геометрических характеристик н.с.п. и от положения б.п., а также от ее жесткости. Путем измерения амплитуд давления в двух точках волновода и сдвига фаз между ними на каждой частоте можно вычислить импедансные частотно-зависимые характеристики н.с.п., определить резонансную частоту и, в зависимости от уровня стимулирующего звукового сигнала, оценить порог а.р.

ТЕХНИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ

Аппаратная часть комплекса содержит волновод, один конец которого оборудован перфорированной панелью и трубкой с ушным вкладышем для герметичного сочленения с н.с.п., а другой громкоговорителем, соединенным с генератором полигармонического сигнала звуковой частоты и усилителем-формирователем стимулирующего сигнала переменной амплитуды (рис. 1). В волновод заподлицо его поверхности герметично встроены два стандартных полудюймовых конденсаторных микрофона с предусилителями напряжения и блоком питания.

При выборе конструктивных размеров волновода учитывали следующие физиологические особенности н.с.п. (рис. 2):

— н.с.п. представляет собой изогнутую трубку неправильной формы овального сечения длиной ≈ 2.5 см и диаметром ≈ 7 мм;

 – б.п. размещена в конце н.с.п. неперпендикулярно его оси и имеет неправильную геометрическую форму.

Герметичное сочленение волновода с н.с.п. достигается за счет использования силиконовых ушных вкладышей, внутренний диаметр которых составляет 3 мм. Поэтому на границе "волновод– ушной вкладыш" обязательно присутствует скачок сечения. Устройство соединения волновода с н.с.п. и б.п. можно представить как резонатор Гельмгольца: волновод заканчивается перфорированной панелью с диаметром отверстия 3 мм, горлом резонатора Гельмгольца является узкая трубка длиной 8 см с внутренним диаметром 3 мм, один конец которой соединен с перфорированным отверстием в волноводе, а на другом конце крепится ушной вкладыш. Объемом резонатора Гельмгольца является н.с.п., заканчивающийся б.п. При проявлении а.р. барабанная перепонка натягивается, изменяя свое положение (и соответственно объем н.с.п.) и тем самым меняя собственную резонансную частоту и другие акустические характеристики резонатора Гельмгольца, на основании чего оценивается порог а.р. [3, 5, 23].

Расчет резонансной частоты н.с.п. как резонатора Гельмгольца осуществляется по формуле [1]:

$$f_{\rm pes} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{hV}},$$

где c = 340 м/с — скорость звука, V — объем н.с.п., S — площадь горла резонатора, h —длина горла резонатора.

Для средних размеров н.с.п. резонансная частота составляет ≈520 Гц. В реальности геометрия н.с.п. отличается от среднестатистических значений, что приводит к значимым отклонениям резонансной частоты от расчетной величины. Опорное значение резонансной частоты определяет частотный диапазон измерений и оптимальные характеристики волновода и устройства сочленения, т.е. горла резонатора. У взрослых людей резонансная частота н.с.п. находится, как правило, в диапазоне 330—570 Гц.

Следует отметить, что менять резонансную частоту н.с.п. можно только за счет изменения длины и диаметра горла резонатора, поскольку объем н.с.п. каждого индивидуума неуправляем. Диаметр горла резонатора, равный 3 мм, обусловлен конфигурацией силиконовых ушных вкладышей, поэтому его изменение нецелесообразно. Длина горла резонатора, равная 8 см, выбрана из следующих соображений. Акустический рефлекс, как правило, изучают при тональном стимулирующем сигнале частотой 1 кГц. Поэтому для исключения взаимовлияния стимулирующего и тестирующего сигналов необходимо обеспечить, чтобы их частотные диапазоны не пересекались. При выбранной конфигурации устройства сочленения диапазон частот тестирующего сигнала почти в два раза ниже диапазона частот стимулирующего тонального сигнала, что практически исключает их взаимовлияние.

Для лучшего прохождения звуковой волны из волновода в н.с.п. (соответственно для формирования более выраженного резонанса) необходимо оптимизировать коэффициент перфорации панели, замыкающей волновод, определяемый отношением площади поперечного сечения горла резонатора к площади сечения волновода. Оптимальное значение коэффициента перфорации находится в диапазоне 0.07–0.1, в этом случае коэффициент поглощения звуковых волн резонатором (н.с.п.)



Рис. 3. Блок-схема аппаратно-программного комплекса для ипсилатерального измерения порога акустического рефлекса. Ip – громкоговоритель; $\mathcal{Y}\Phi$ – усилительформирователь звуковых частот; ILAII – цифроаналоговый преобразователь для формирования тестового и стимулирующего сигналов; M_1 и M_2 – два микрофонных тракта, устанавливаемые заподлицо боковой стенки волновода; AIIII – аналого-цифровой преобразователь для подачи электрических сигналов с микрофонов в компьютер; IIK – персональный компьютер.

на резонансной частоте составит более 0.7. В изготовленном волноводе коэффициент перфорации равен 0.08.

Для минимизации фазовых искажений, обусловленных препятствиями на пути распространения звуковых волн, при выборе размеров волновода учтен линейный размер микрофона (диаметр микрофона с защитной сеткой равен 13.2 мм) и обеспечена герметичность микрофонного гнезда.

Волновод изготовлен в виде металлической трубы с квадратным внешним сечением 28×28 мм. При помощи переходника, выточенного в виде концентратора, волновод состыкован с громкоговорителем диаметром 46 мм. Над громкоговорителем установлена заглушающая коробка цилиндрической формы. Длина волновода выбрана равной 95 мм, размеры внутреннего поперечного сечения 11 × 8 мм. К окончанию волновода при помощи накидной шайбы пристыковано горло резонатора с силиконовым ушным вкладышем. В двух точках боковой поверхности волновода в специальные гнезда установлены измерительные микрофоны конденсаторного типа. Гнездо первого микрофона расположено на расстоянии 26 мм от входа в волновод - такое удаление от точки перехода сечений (более трех калибров) позволяет пренебречь фазовыми искажениями звукового поля. Гнездо второго микрофона расположено на расстоянии 50 мм от первого и 41 мм от перфорированной панели (более 10 калибров от горла резонатора), что минимизирует возможность фазовых искажений звукового поля.

Измерительные микрофоны M_1 , M_2 соединены с компьютером посредством аналого-цифрового преобразователя $A \amalg \Pi$ (рис. 3).

На рис. 3 показано, что н.с.п. пациента посредством стандартного ушного вкладыша герметично соединяется с волноводом, другая часть волновода оснащена миниатюрным громкоговорителем *Гр*.

В качестве преобразователя использован АЦП Е20-10 (формат данных 14 бит, производство "Л-КАРД" РФ), для которого программным путем устанавливается чувствительность (в милливольтах на паскаль) используемых микрофонных трактов, выбирается максимальная амплитуда сигналов (в вольтах) с микрофонов и устанавливается тактовая частота оцифровки, равная 10 МГц. Необходимо отметить, что для измерения разности фаз между сигналами предпочтительно использовать АШП с параллельным вводом сигналов, которые, однако, существенно дороже, чем АШП с последовательным опросом на тактовой частоте. Поэтому, повышая частоту оцифровки, можно с приемлемой точностью осуществлять фазовые измерения при последовательном опросе каналов. Для частотного диапазона 330-570 Гц тестирующего сигнала частота оцифровки 10 МГц вносит погрешность определения фаз ~0.01°-0.02°, что является приемлемым для решаемых задач.

При помощи цифроаналогового преобразователя ЦАП посредством программного обеспечения задаются частотные и амплитудные характеристики тестового и стимулирующего сигналов. Тестовый сигнал представляет собой набор тональных сигналов в частотном диапазоне 330— 570 Гц с шагом 30 Гц. Формирование полигармонического сигнала осуществляется методом прямого и обратного комплексного преобразования Фурье (с предварительным созданием комплексного аналитического сигнала с помощью преобразования Гильберта).

Для автоматизации процесса измерения импеданса во всем заданном диапазоне частот в волноводе необходимо сформировать звуковое поле, обеспечивающее идентичность зондирующего сигнала для всех процедур измерения, причем спектр зондирующего сигнала не должен содержать резких выбросов (т.е. должен быть сглаженным). Для этого обычно применяют генератор белого шума. Однако это решение не удовлетворяет постановке задачи, поскольку условия стабильности параметров тестового сигнала для заданного диапазона частот могут быть выполнены при времени генерации, превышающем 1 мин. Поэтому программным образом создан генератор полигармонического сигнала в заданном диапазоне частот, аналитическая функция которого имеет вид:

$$\mathbf{S}(t) = \sum_{i=n_1}^{n_2} A_i \sin(\omega_i t + \varphi_i),$$

где *i* — порядковый номер частоты, n_1 — нижняя граница частоты (330 Гц), n_2 — верхняя граница частоты (570 Гц), A_i — амплитуда сигнала для каждой частоты, ω_i — циклическая частота ($\omega = 2\pi f_i$), ϕ_i — фаза для каждой частоты.

Для устранения явления биения (непрерывного циклического изменения уровня звукового давления, обусловленного арифметическим суммированием большого числа гармоник) введены фазы сигнала на каждой его гармонике. Фазы каждой гармоники полигармонического сигнала устанавливаются случайным образом в диапазоне от 0° до 360°.

Таким образом, генератором полигармонического сигнала в волноводе формируется стационарное звуковое поле с приблизительно равными амплитудами во всем заданном диапазоне частот. Выравнивание амплитуд полигармоник достигается путем использования специального программного обеспечения коррекции амплитудночастотной характеристики источника звука в заданном диапазоне частот. Используемый алгоритм позволяет уменьшить всевозможные межчастотные искажения, а также эффект эха.

Время одного измерения резонансных характеристик н.с.п. составляет 10 с. Уровни полигармоник находятся в диапазоне 57—69 дБ. Общий уровень полигармонического сигнала не превышает 76 дБ. Такой уровень установлен с учетом требования не вызывать а.р. у обследуемых пациентов без патологий органа слуха.

Стимулирующий сигнал подается ипсилатерально — в то же ухо, в котором измеряется импеданс н.с.п. В качестве стимулирующего сигнала выбран тональный сигнал на частоте 1 кГц. В процессе регистрации а.р. уровень стимулирующего сигнала изменяется в диапазоне 70—98 дБ ступенчато с шагом 7 дБ, одновременно осуществляется процесс измерения импедансных характеристик н.с.п. тестирующим сигналом. Величина шага и диапазон изменения амплитуды стимулирующего сигнала задаются и регулируются с помощью программного обеспечения.

Переход с одного уровня громкости стимулирующего сигнала на другой реализуется в течение 1 с с помощью алгоритма мягкого перехода, исключающего щелчки. Вся процедура регистрации а.р. на одном ухе занимает ≤1 мин. Для одновременной подачи на громкоговоритель тестирующего и стимулирующего сигналов используется стереовыход звуковой карты персональной э.в.м.: генерация стимулирующего сигнала осуществляется на левый, а измерительного – на правый канал звуковой карты.

Применение модифицированного метода двух микрофонов предполагает использование микрофонных трактов, обладающих стабильной фазочастотной характеристикой при отсутствии фазового смещения между каналами. Подавляющее большинство конденсаторных микрофонов удовлетворяют таким требованиям, однако практически все они имеют частотно-зависимое фазовое смещение, которое может достигать несколь-



Рис. 4. Калибровочное устройство для градуировки микрофонов.

ких градусов. Поэтому аппаратно-программный комплекс оснащен специальным калибровочным устройством фазочастотной градуировки микро-фонов (рис. 4).

Калибровочное устройство при помощи накидной шайбы крепится к окончанию волновода, образуя его продолжение (на рис. 4 слева) и заканчивается жесткой стенкой (на рис. 4 справа). Микрофонные тракты (на рис. 4 сверху и снизу показаны установленные микрофонные заглушки) помещают в установочные гнезда, расположенные в одном сечении волновода так, что на них действует звуковое поле с одинаковыми значениями амплитуд и фаз. Градуировка микрофонных трактов осуществляется путем автоматического формирования в волноводе тональных сигналов с частотами от 330 до 570 Гц с шагом 30 Гц. По результатам измерения амплитудной и фазочастотной разницы между каналами создается таблица калибровочных коэффициентов, которая затем учитывается при измерениях а.р.

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА

Определение акустического импеданса н.с.п. с б.п. в широком частотном диапазоне осуществляется на основе модифицированного метода двух микрофонов. Два измерительных конденсаторных микрофона, установленные стационарно на боковой поверхности волновода, измеряют уровни звукового давления (P_1 и P_2) и разность фаз (ϕ_{12}) между ними на каждой частоте. По этим данным на основании точного решения уравнения распространения падающей и отраженной от препятствия звуковой волны рассчитывают комплексный коэффициент отражения и компоненты импеданса н.с.п., размещенного в конце волновода.

Для реализации метода необходимо обеспечить стабильность амплитудно-фазочастотных характеристик микрофонных измерительных трактов: отклонения между фазочастотными характеристиками не должны превышать 0.3°, а между амплитудно-частотными — 0.2 дБ. Это требование достигается учетом амплитудно-фазочастотной градуировки, выполняемой на основании таблицы калибровочных коэффициентов.

Расчет резонансных характеристик н.с.п. осуществляется в соответствии со следующими выражениями [3, 15–19]:

$$|r| = \frac{\sqrt{(N^2 - 1) + 4N^2(\cos^2 kL + \cos^2 \varphi_{12}) - 4N(N^2 + 1)\cos\varphi_{12}\cos kL}}{N^2 + 1 - 2N\cos(kL + \varphi_{12})},$$

$$\theta = \arctan(kL)(N\cos(kL) - \cos\varphi_{12}))/(N^2 + 1 - 2N\cos(kL)(N\cos(kL) - \cos\varphi_{12}))),$$
(1)

где
$$r = |r|e^{i\theta}$$
 — комплексный коэффициент отражения; θ — аргумент коэффициента отражения в месте расположения первого микрофона; k — волновое число; φ — разность фаз сигналов, регистрируемых с двух микрофонов; L — расстояние между микрофонами; $N = P_1/P_2$ — соотношение амплитуд давления, измеренных в двух точках волновода.

Компоненты импеданса резонатора Гельмгольца ($Z = R_1 + jY_1$) через коэффициент *r* и угол θ отражения для каждой частоты рассчитывают следующим образом:

$$R_{1} = \frac{1 - r^{2}}{1 + r^{2} + 2r\cos(\theta + 2kl_{2})},$$

$$Y_{1} = \frac{-2r\sin(\theta + 2kl_{2})}{1 + r^{2} + 2r\cos(\theta + 2kl_{2})},$$
(2)

где l_2 — расстояние от первого микрофона до перфорированной панели.

Коэффициент поглощения α определяют по величине коэффициента отражения:

$$\alpha = 1 - r^2. \tag{3}$$

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021

При монохроматическом зондировании б.п. необходимо провести измерения во всем информативном диапазоне частот, плавно изменяя частоту зондирующего сигнала. Такая процедура исследования акустического рефлекса одного уха может занять несколько минут. Поэтому типовой алгоритм усовершенствован в интересах сокращения времени исследования до нескольких секунд.

С целью расширения возможностей метода для измерений звуковых полей полигармонического сигнала представим мгновенные значения амплитуд звукового давления в измерительных точках в виде решений уравнения Эйлера (уравнения распространения плоской звуковой волны) с учетом временного множителя $e^{i\omega t}$ и значений фаз ϕ_1 и ϕ_2 для каждого микрофона:

$$P_{1}(t) = P_{1}e^{i\omega t + \varphi l} = P_{0}(1 - r)e^{i\omega t};$$

$$P_{2}(t) = P_{2}e^{i\omega t + \varphi 2} = P_{0}(1 - re^{2ikL})e^{i(kL + \omega t)}.$$
(4)

Мгновенные значения давления можно представить в комплексном виде:

$$P(t) = P_{a}(t) + iP_{n}(t) = |P|e^{i\varphi(t)}$$

где $P_a(t)$ – действительная часть сигнала давления (регистрируемая в виде осциллограммы), $P_p(t)$ – мнимая составляющая сигнала давления, $\varphi(t)$ – мгновенное значение фазы (наклон соответствующей фазе кривой определяет мгновенную частоту).

Тогда, в рамках прежних обозначений, зависимости $P_1(t)$ и $\phi_1(t)$ будут иметь вид:

$$P_{1}(t) = [P_{1a}^{2}(t) + P_{1p}^{2}(t)]^{0.5},$$

$$\varphi_{1}(t) = \operatorname{arctg}[P_{1p}(t)/P_{1a}(t)].$$
(5)

Для вычисления мгновенных значений компонент импеданса по формулам (1)–(3) необходимо определить мнимые составляющие обоих сигналов давления, выполнив преобразование Гильберта:

$$H\{P_a(t)\} = P_p(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P_a(\tau)}{t - \tau} d\tau.$$
(6)

Подставляя (6) в (5) и затем в расчетные формулы (1)–(3), определяют все необходимые импедансометрические показатели резонатора Гельмгольца – герметизированного н.с.п., замкнутого б.п.

Метод имеет частотные ограничения. Расстояния между микрофонами определяют частотный диапазон измерения: на максимальной частоте расстояние L между микрофонами должно быть меньше половины длины волны. Это связано с тем, что фаза сигнала однозначно определяется только в диапазоне от 0° до 180°, а минимальная частота зависит от амплитудно-фазочастотного рассогласования микрофонных трактов. Для нивелирования рассогласования необходимо, чтобы расстояние между микрофонами было больше 1/20 длины волны. При выполнении этого требования погрешности измерения амплитуд и фаз сигнала не будут превышать соответственно 0.2 дБ и 0.3° , при этом погрешность измерения импедансных характеристик составит менее 25%. Таким образом, расстояние *L* между микрофонами должно удовлетворять соотношению:

$$0.05\lambda_{\rm max} < L < \lambda_{\rm min}/2$$

где λ_{\min} , λ_{\max} , м — минимальная и максимальная длины звуковой волны, излучаемой генератором. Расстоянию между измерительными микрофонами L = 50 мм соответствуют нижняя граница частотно-го диапазона 330 Гц и верхняя граница 3 кГц.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Программное обеспечение включает в себя драйвер $A \amalg \Pi$, программу AcousticReflex, библиотеку Lusbapi.dll. Программная часть комплекса реализует обработку информации, получаемой с измерительных микрофонов, обеспечивает управление исследованиями и документирование их результатов. По данным обработки информации с измерительных микрофонов для каждой частоты f полигармонического сигнала определяют амплитуду (уровни звукового давления) и разность фаз φ сигналов, регистрируемых измерительными микрофонами в двух точках волновода (P_1 и P_2). По результатам измерений вычисляют импедансные характеристики н.с.п. для каждой частоты.

Процедура измерений проводится следующим образом.

АЦП считывает сигналы по двум каналам. Затем на сигнал накладывается окно FlatTop [24] и формируется сигнал вида:

$$x(t) = \sum_{i=n_1}^{n_2} A_i \sin(\omega_i t + \varphi_i),$$

после чего выполняется его дискретное быстрое преобразование Фурье [24–26]:

$$W_p(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x_p(n) e^{-j\left(\frac{2\pi}{N}\right)nk}$$

Здесь $W_p(k)$ — массив значений комплексного преобразования Фурье; N — размерность массива сигнала; $x_p(n)$ — комплексный сигнал:

$$x_p(n) = x(n) + jx^*(n),$$

где x(n) – дискретная реализация сигнала x(t), а

$$x^{*}(t) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(\tau)}{t-\tau} d\tau$$
 – преобразование Гильберта.

Полученный спектр переводится в полярные координаты, амплитуда спектра нормируется на чувствительность микрофона, а амплитуда и фаза спектра сигнала со второго микрофона умножаются на калибровочные значения, рассчитанные с применением линейной аппроксимации (мето-

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС



Рис. 5. Снимок экрана монитора с рабочей формой программы AcousticReflex при ипсилатеральной стимуляции.

да наименьших квадратов) таблицы калибровочных коэффициентов:

$$Y = af + b,$$

где Y — значение калибровочного коэффициента в точке f; f — частота; a и b — коэффициенты линейной аппроксимации, рассчитанные исходя из условия, что прямая аппроксимации проходит через известные соседние точки (расположенные справа и слева от требуемой точки аппроксимации).

Измеренные амплитуды и фазы усредняются с предыдущими значениями для конкретной частоты по средним арифметическим значениям измеренных точек и отображаются на графиках в процессе и после измерений. Вычисляются параметры усредненных сигналов на выбранных частотах.

Импедансные характеристики н.с.п. рассчитываются по формулам (1)–(3) и выводятся на график в зависимости от частоты. Результаты сохраняются в базе данных. Снимок экрана монитора с рабочей формой программы AcousticReflex при ипсилатеральной стимуляции приведен на рис. 5.

ПРИМЕР ПРИМЕНЕНИЯ

Исследование а.р. проводилось у сорока испытателей (37 мужчин и 3 женщины), включая опытную и контрольную группы (10 человек). В опытной группе испытатели подвергались сверхнормативному звуковому воздействию, моделирующему авиационный шум с уровнем звукового давления 125 дБ в течение 10 мин. У каждого человека проведено по три измерения а.р. на каждом ухе: до, сразу после воздействия и через сутки после воздействия. При обработке полученных данных часть результатов была исключена из-за выявленных технических сбоев при регистрации а.р. В итоге для анализа использовано 166 измерений характеристик а.р., по 83 измерения на каждом ухе. Анализ данных проводился без разделения на правое и левое ухо, поэтому все результаты обработки основаны на общем количестве обследованных ушей.

Испытателя усаживали на стул, в его н.с.п. устанавливали ушной вкладыш, герметично сочлененный с концом волновода. С выхода генератора сигналов звуковой частоты в громкоговоритель подавали образованные набором тональных сигналов полигармонические звуковые сигналы в частотном диапазоне 330—570 Гц с шагом по частоте 30 Гц. Процедура одного исследования занимала ≤1 мин. Затем ушной вкладыш устанавливали в другое ухо и выполняли те же действия (рис. 6).

В результате для каждого уха получены значения импедансных характеристик н.с.п., включая данные о:

— резонансной частоте (точка пересечения линии нулевых абсцисс и зависимости реактивной компоненты импеданса (Y, (2)) от частоты),

- максимуме коэффициента поглощения (α , (3)),

— зависимости активной компоненты импеданса (R, (2)) от частоты.

Типичные графики частотно-зависимых компонент импеданса н.с.п. представлены на рис. 7. График изменения реактанса (*Y*) как на правом, Рис. 6. Измерение акустического рефлекса у испытателя-добровольца.

так и на левом ухе на частоте резонанса пересекает нулевую линию. На этой же частоте коэффициент поглощения а также имеет максимум. С ростом уровня стимулирующего сигнала от 70 до 77 дБ частота резонанса смещается в сторону уменьшения, что свидетельствует об изменении объема н.с.п. и о реакции б.п., т.е. о формировании а.р. с порогом 77 дБ.

Для количественной оценки порога а.р. использован критерий изменения резонансной частоты на 5 Гц при плавном повышении уровня звукового давления стимулирующего сигнала (табл. 1). Фиксировали три состояния порога а.р.: норма (в диапазоне до 84 дБ), высокий порог (выше 84 дБ), а также отсутствие а.р. в исследованном диапазоне уровней стимулирующего сигнала. Поскольку и значительное повышение порога а.р., и его отсутствие в исследуемом диапазоне уровней звукового давления (70–98 дБ) следует рассматривать как выраженную реакцию слуховой системы человека на воздействующий фактор, эти два состояния объединены в общую группу — "отклонения от нормы".

В опытной группе увеличенный порог а.р. до опытов зарегистрирован у 29% испытателей, после воздействия количество испытателей с увеличенным порогом а.р. возросло до 57%. Затем, к концу срока наблюдения, к первоначальному состоянию вернулось 29% испытателей с порогом а.р. выше 84 дБ. В контрольной группе также у части добровольцев (23%) зарегистрировано кратковременное увеличение порога а.р. с последующим возвращением в исходное состояние.

Таким образом, возможность регистрации изменения порога а.р. у некоторой части испытателей, сохраняющегося сразу после воздействия, свидетельствует о перспективности использования метода исследования а.р. и реализующего его аппаратно-программного комплекса для оценки условий труда персонала, профессиональная деятельность которого сопровождается воздействием высокоинтенсивного транспортного, промышленного и производственного шума.

Использование зондирующих полигармонических сигналов звуковой частоты исключило необходимость создания при исследовании а.р. избыточного давления в н.с.п. и излучения в него ультразвука или высокоинтенсивного звука, что позволило устранить выраженные помехи, повысить точность и обеспечить безопасность исследований.

Возможность управлять частотным диапазоном используемых полигармонических сигналов и шагом образующих их тональных сигналов позволяет проводить исследования акустического рефлекса с любым шагом в разных поддиапазонах звуковых частот.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный аппаратно-программный комплекс продемонстрировал функциональность и гибкость при изучении а.р. у персонала и может быть применен в качестве слухового анализатора как в фундаментальных исследованиях, так и в прикладных (диагностических) целях, в частности для определения безопасных условий труда. К достоинствам разработанного комплекса следует отне-

Таблица 1.

Группа	Доля, %, испытателей в группе с превышением порога а.р. в обоих ушах выше 84 дБ				
i pyina	До опыта	Сразу после опыта	Через сутки после опыта		
Опытная	29	57	29		
Контрольная	10	23	0		





Рис. 7. Частотные зависимости импеданса н.с.п. при разных уровнях стимулирующего сигнала: **a** – реактанс импеданса (*Y*); **б** – коэффициент поглощения $\alpha(f_0)$; **в** – резистанс $R_1(f_0)$ – для правого (слева) и левого (справа) уха.

сти возможность реализации экспресс-исследования а.р. с использованием широкодоступной универсальной техники отечественного производства.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента Российской Федерации по государственной поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (НШ-2553.2020.8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Jerger J. // Archives of Otolaryngology. 1970. V. 92. No 4. P. 311.
- 2. Funnell W.R.J., Maftoon N., Decraemer W.F. // Springer Handbook of Auditory Research. 2013. V. 46. P. 171.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021

- 3. *Bogomolov A.V., Dragan S.P.* // Doklady Biochemistry and Biophysics. 2015. V. 464. № 1. P. 269. https://doi.org/10.1134/S1607672915050014
- Nakayama J.R., Ramsey M.J. Encyclopedia of Otolaryngology, Head and Neck Surgery / Ed. Stilianos E. Kountakis. N.Y., Dordrecht London: Springer Heidelberg, 2013.
- 5. *Withnell R.H., Gowdy L.E.* // Journal of the Association for Research in Otolaryngology. 2013. V. 14. Iss. 5. P. 611.
- 6. Альтман Я.А., Таварткиладзе Г.А. Руководство по аудиологии. М.: ДМК Пресс, 2003.
- Стратиева О.В. Путеводитель по акустической импедансометрии. Уфа: Изд-во Башкирского государственного медицинского университета, 2001.
- Ушаков И.Б., Богомолов А.В., Драган С.П., Солдатов С.К. // Безопасность труда в промышленности. 2020. № 10. С. 33. https://doi.org/10.24000/0409-2961-2020-10-33-39

- 9. Жданько И.М., Зинкин В.Н., Солдатов С.К., Богомолов А.В., Шешегов П.М. // Авиакосмическая и экологическая медицина. 2014. Т. 48. № 4. С. 5.
- 10. Драган С.П., Богомолов А.В., Котляр-Шапиров А.Д., Кондратьева Е.А. // Медицинская техника. 2017. № 1. С. 52.
 - https://doi.org/10.1007/s10527-017-9687-6
- 11. *Denisov E.I.* // Health risk analysis. 2018. № 3. P. 13. https://doi.org/10.21668/health.risk/2018.3.02
- Dragan S.P., Bogomolov A.V. // Biomedical Engineering. 2013. V. 47. № 3. P. 150. https://doi.org/10.1007/S10527-013-9356-3
- Prokopenko L.V., Kravchenko O.K., Kuryerov N.N. // Occupational medicine and industrial ecology. 2017. № 9. P. 158.
- 14. Драган С.П., Солдатов С.К., Богомолов А.В., Дроздов С.В., Поляков Н.М. // Авиакосмическая и экологическая медицина. 2013. Т. 47. № 5. С. 21.
- 15. Soldatov S.K., Bogomolov A.V., Zinkin V.N., Averyanov A.A., Rossels A.V., Patskin G.A., Sokolov B.A. // Aerospace and Environmental Medicine. 2011. V. 45. № 5. P. 3.
- Pankova V.B. // Bulletin of Otorhinolaryngology. 2018.
 V. 83. № 3. P. 33. https://doi.org/10.17116/otorino201883333
- Dragan S.P., Bogomolov A.V., Kondrat'eva E.A. // Proc. International Conference on Engineering and Telecommunication. EnT-2016. 2016. P. 21. https://doi.org/10.1109/EnT.2016.11

- Bogomolov A.V., Dragan S.P. // Doklady Biochemistry and Biophysics. 2015. V. 464. № 1. P. 319. https://doi.org/10.1134/S1607672915050130
- 19. Драган С.П., Богомолов А.В. // Медицинская техника. 2016. № 6. С. 21.
- Богомолов А.В., Драган С.П., Ерофеев Г.Г. // Доклады Академии наук. 2019. Т. 487. № 1. С. 97. https://doi.org/10.31857/S0869-5652487197-101
- 21. Драган С.П., Богомолов А.В. // Медицинская техника. 2015. № 5. С. 19.
- Dragan S.P., Bogomolov A.V., Kotlyar-Shapirov A.D., Kondrat'eva E.A. // Doklady Biochemistry and Biophysics. 2016. V. 468. № 1. P. 224. https://doi.org/10.1134/S1607672916030182
- 23. *Dragan S.P., Bogomolov A.V., Zinkin V.N.* // AIP Conference Proceedings. 2019. V. 2140. 020019. https://doi.org/10.1063/1.5121944
- 24. *Рабинер Л., Гоул Б.* Теория и применение цифровой обработки сигналов. М.: Мир, 1978.
- 25. Bychkov E.V., Bogomolov A.V., Kotlovanov K.Yu. // Bulletin of the South Ural State University. Series: Mathematical Modelling, Programming and Computer Software. 2020. V. 13. № 2. P. 33. https://doi.org/10.14529/mmp200203
- 26. Iskhakova A.O., Alekhin M.D., Bogomolov A.V. // Информационно-управляющие системы. 2020. № 1 (104). С. 15. https://doi.org/10.31799/1684-8853-2020-1-15-23

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 615.471+534.32+004.934

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА КОДИРОВАНИЯ ЗВУКА ДЛЯ СИСТЕМЫ КОХЛЕАРНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

© 2021 г. Е. М. Глуховский^{*}, А. И. Егоров^{а,**}, М. И. Карапетянц^{а,***}

^а Лаборатория медицинского приборостроения Московского физико-технического института (национального исследовательского университета)

Россия, 141701, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9

*e-mail: glukhovskii.em@mipt.ru **e-mail: egorov.aleksei.i@mipt.ru ***e-mail: yanturina.mi@phystech.edu Поступила в редакцию 11.11.2020 г. После доработки 27.01.2021 г.

Принята к публикации 29.01.2021 г.

Разработана стратегия стимуляции для нового устройства системы кохлеарной имплантации, создаваемой в МФТИ. Построена модель восприятия звука, обработанного по такой стратегии, человеком с кохлеарным имплантом. Качество работы стратегии оценивалось на слух путем сравнения звука, полученного с помощью обратного преобразования, и исходного сигнала. Трудно было учесть многие индивидуальные физиологические факторы, такие как перекрестная стимуляция соседних каналов, состояние нервных окончаний индивида. Но при использовании описанных упрощений было получено, что информация, передаваемая посредством стимуляции кохлеарной зоны при применении данной стратегии, позволяет разборчиво воспроизводить речь.

DOI: 10.31857/S0032816221040054

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной статье описаны основные принципы работы известных алгоритмов кодирования звука для стимуляции кохлеарной зоны, позволяющей воспринимать звук пациентам с сенсоневральной тугоухостью, проведен обзор существующих методов обработки звука, дано разъяснение определения частоты стимуляции электродов.

Задачей нашего исследования было моделирование алгоритма кодирования звука для нового прибора — системы кохлеарной имплантации (с.к.и.) и оценка качества его работы с помощью построенной модели. Данный прибор — собственная отечественная разработка, создаваемая для замещения таких импортных аналогов, как Cochlear, Med-El и Advanced Bionics, популярных в нашей стране.

Авторами разработана и представлена новая стратегия стимуляции для с.к.и., оптимизирующая вычислительные затраты, используемые для обработки звука, и продемонстрированы ее основные преимущества. Описаны основные этапы алгоритма кодирования звука. Проведена оценка качества работы алгоритма на слух, проведено моделирование работы алгоритма в системе matlab. В работе приведено наглядное сравнение исходного звука и звука, воспринимаемого пациентом, а также анализ результатов. Построены амплитудные спектры получаемых сигналов, приведена схема разработанного алгоритма, построены графики исходного и конечного сигналов, а также сигнала на промежуточных этапах обработки.

Для технологии с.к.и., помогающей слабослышащим людям, требуется использование специализированных алгоритмов кодирования звука, называемых стратегиями стимуляции. На данный момент известны различные способы стимуляции рецепторов улитки (CIS, ACE, HiRes, SPEAK и другие). О принципах их работы известна лишь общая информация, так как разработки в этой области защищены авторским правом производителей приборов.

Аналогично стратегии CIS на начальном этапе обработки в нашей стратегии была использована фильтрация. Затем были применены рекурсивный алгоритм Герцеля, нелинейное сжатие и фильтр нижних частот. В ходе анализа количества действий, необходимых для использования того или иного метода, было показано преимущество применения алгоритма Герцеля вместо быстрого преобразования Фурье для экономии вычислительных ресурсов.

Понятно, что для комфортного применения алгоритма в приборе, необходимо использовать



Рис. 1. Распределение частот по глубине внутри улитки.

минимально возможное количество вычислительных ресурсов с наименьшими потерями качества передаваемого звука. В статье приведен анализ различных этапов алгоритма, разобраны их достоинства и недостатки, приведены возможности совершенствования.

2. ВОСПРИЯТИЕ ЗВУКА ЧЕЛОВЕКОМ. УСТРОЙСТВО СИСТЕМЫ КОХЛЕАРНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Барабанная перепонка передает импульсы звуковой волны в среднее ухо, где колебания с помощью слуховых костей (молоточек и наковальня) передаются во внутреннее ухо на улитку. На базилярной мембране в улитке расположены волосковые клетки, которые и являются рецепторами слуховой системы. Через жидкость, заполняющую улитку, вибрации передаются рецепторным клеткам, которые преобразуют механический импульс в электрический, он и воспринимается нервами.

Повреждение волосковых клеток может привести к потере слуха. В такой ситуации и может быть использована с.к.и. Она состоит из микрофона и речевого процессора. Затем звук через катушку, размещенную под кожей, попадает на матрицу электродов, расположенную на улитке. Далее сигнал передается в мозг путем стимуляции слуховых нервов.

С.к.и. состоит из кохлеарного импланта и носимого речевого процессора. Кохлеарный имплант — устройство, применяемое при поражении внутреннего уха в случае сохранности функционирования нейронов спирального ганглия. Речевой процессор снабжен микрофоном, устройством обработки звука и катушкой индуктивности для передачи энергии и данных импланту. Сам имплант состоит из приемной катушки, блока стимуляции и электродной матрицы.

Речевой процессор передает звук с цифровым кодированием импланту через катушку. Приемник-стимулятор кохлеарного импланта преобразует звук из цифровой формы в электрические сигналы, а затем передает их на электродную матрицу, используя одну из стратегий стимуляции. Число электродов варьируется для разных производителей и может достигать от 12 до 22.

После того, как были выбраны частоты для стимуляции, нужно их правильно разместить на электроде, чтобы они стимулировали именно в тех точках, где расположены рецепторы улитки на данные частоты. У большинства людей они расположены одинаково, что можно увидеть на рис. 1.

Распределение частот, воспринимаемых ухом, на улитке для человека известно из экспериментальных данных и было аппроксимировано эмпирической формулой [1]

$$FC_{GP}(x) =$$

= 0.1654 KFu $\left(\exp\left(\frac{0.13815(35 \text{ MM} - x)}{1 \text{ MM}}\right) - 1 \right).$

3. РАЗНОВИДНОСТИ СТРАТЕГИЙ СТИМУЛЯЦИИ

Наиболее близкие к разработанной нами стратегии стимуляции – это стратегии ACE (advanced combinational encoder) и CIS (continuous interleaved sampling). Поэтому рассмотрим их более подробно.

3.1. Описание стратегии стимуляции CIS

Приведем основные этапы стратегии стимуляции CIS (см. рис. 2). Сначала к сигналу применяются полосовые фильтры, разделяющие его на несколько частот. Каждый фильтр соответствует своему электроду. Следующий этап - выпрямление, после которого следуют низкочастотные фильтры (обычно на 200 или на 400 Гц). Таким образом получаем низкочастотный сигнал, который напоминает форму огибающей исходного сигнала. Далее производится сжатие данного сигнала с помощью нелинейной функции, например логарифма, чтобы убедиться, что электрический сигнал. который в дальнейшем будет передан на электроды, попадает в комфортный человеку диапазон значений сигнала. Этот диапазон устанавливается врачом. Соотношения амплитуд полученных электрических импульсов соответствуют нелинейно сжатым амплитудам огибающих в каждом канале стимуляции. Используется 16 электродов. Важным моментом является то, что



Рис. 2. Блок-схема стратегии стимуляции CIS. ПФ – полосовой фильтр, ФНЧ – фильтр нижних частот.



Рис. 3. Блок-схема стратегии стимуляции АСЕ.

они все стимулируются за один цикл, но не одновременно [2].

3.2. Описание стратегии стимуляции АСЕ

Так же, как и для стратегии CIS, в стратегии ACE на входе к сигналу применяются полосовые фильтры (см. рис. 3). После фильтрации в каждом канале получают огибающие. Для каждой полосы пропускания вычисляется энергия. Далее в каждом цикле выбирается 6—10 диапазонов частот, для которых энергия максимальна. Энергия остальных для стимуляции не используется. Затем проводится преобразование импульсов в электрический сигнал в диапазоне, комфортном для восприятия пациентом, и последовательно стимулируются выбранные электроды. Обычно используется 22 электрода. И итерация цикла (выбор каналов с максимальной энергией) повторяется [2].

4. РАЗРАБОТАННАЯ СТРАТЕГИЯ СТИМУЛЯЦИИ

В программной среде matlab была смоделирована следующая схема, представленная на рис. 4.

Рассмотрим более подробно блоки нашего алгоритма. Начальная часть — фильтрация полосовыми фильтрами — аналогична стратегиям CIS и ACE. Полосовые фильтры разделяют сигнал на

16 каналов. С этими фильтрами нет необходимости использовать оконную функцию, которая убирает искажения, вызванные краевым эффектом при вычислении преобразования Фурье. Вычисление дискретного преобразования Фурье приводит к разрывам на краях анализируемого блока, что проявляется искажением спектра. Этот эффект менее выражен, если в анализируемом блоке присутствует сигнал с узким спектром после применения полосового фильтра. Применение фильтров без оконной функции позволяет существенно экономить вычислительные ресурсы при расчете преобразования Фурье и использовать рекурсивные алгоритмы для вычисления преобразования. На выходе возможно применение как последовательной, так и параллельной стимуляции электродов.

4.1. Входные полосовые фильтры

Для разделения сигнала на 16 каналов были взяты соответствующие им частоты [3]:

№ канала	1	2	3	4	5	6	7	8
Частота, Гц	333	450	540	642	762	906	1076	1278
№ канала	9	10	11	12	13	14	15	16
Частота, Гц	1518	1803	2142	2544	3022	3590	4264	6665



Рис. 4. Схема разработанной стратегии стимуляции.



Рис. 5. а – исходный сигнал, получаемый микрофоном; **б** – звуковой сигнал после восстановления (использование б.и.х.-фильтров).

Нелинейная фазочастотная характеристика фильтра может привести к нежелательным фазовым искажениям сигнала при восстановлении, однако для корректного восприятия речи человеком фаза не играет роли. Изначально для наиболее эффективной обработки звука нами были выбраны фильтры с конечной импульсной характеристикой – к.и.х.-фильтры, обеспечивающие линейную фазочастотную характеристику. Хотя к.и.х.-фильтры расходуют больше вычислительных ресурсов, звук, получаемый с их помощью, немного более качественный из-за отсутствия фазовых задержек между сигналами, но это отличие незначительно. Если учесть все вышесказанное, а также то, что ухо человека не сильно восприимчиво к задержкам фазы (они имеют большее значение только на низких частотах), мы решили использовать именно фильтры с бесконечной импульсной характеристикой (б.и.х.).

Чтобы оценить эффективность разработанного алгоритма, было проведено сравнение восстановленного звука, полученного с помощью б.и.х.-фильтров, и исходного (графики см. на рис. 5а и 5б). На этих графиках видно, что исходный звук и звук, полученный после использования нашего алгоритма и восстановления, отличаются незначительно.

4.2. Алгоритм Герцеля и модифицированный алгоритм Герцеля

Алгоритм Герцеля – это способ вычисления преобразования Фурье для отдельно взятой ча-
стоты. Стандартный алгоритм Герцеля вычисляет коэффициенты Фурье для набора частот:

$\{2\pi k/N\},\$

где $k = \overline{0, N-1}, N-$ число отсчетов сигнала [4].

Алгоритм Герцеля имеет структуру вычисления, как у б.и.х.-фильтра, поэтому его часто называют фильтром Герцеля. Сравним его с алгоритмом быстрого преобразования Фурье, который позволяет вычислить преобразование в конкретных точках (мы можем выбрать наиболее удобное нам число точек, например). Если вернуться к приведенным выше частотам, то можно заметить, что расстояние между нужными нам частотами около 100 Гц и при грубой оценке нужно будет считать алгоритм примерно по 160 точкам (частота лискретизации 16 кГц/100 Гц), и лаже это не дает гарантии, что мы точно попадем в выбранные нами частоты. Таким образом, расчет по 160 точкам, очевидно, займет больше ресурсов, чем по 16 в случае алгоритма Герцеля, например, когда мы будем вычислять конкретные частоты. Поэтому алгоритм Герцеля оптимальный. особенно если учитывать, что есть его модификация – рекурсивный алгоритм. Схема классического фильтра Герцеля приведена на рис. 6. Рассмотрим сначала его устройство, а затем его модификации [4]. Применение такого фильтра позволяет рассчитать значение k-го бина (фиксированного номера спектрального отсчета дискретного преобразования Фурье) *N*-точечного дискретного преобразования Фурье:

$$S_N(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) W_N^{kn},$$
$$W_N^{kn} = \exp\left(-j\frac{2\pi}{N}kn\right),$$

где x(n) — сигнал.

Введем дискретные экспоненциальные функции:

$$W_N^{(p+\theta)l} = \exp\left[-j\frac{2\pi}{N(p+\theta)}\right]l.$$

Значение спектра $S_N^{(k+\theta)}(r)$ можно вычислить из скользящего окна длиной N отсчетов на шаге r:

$$S_N^{(k+\theta)}(r) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n+r) W_N^{(k+\theta)n}.$$

Обозначим *z*-преобразование x(n) и $S_N^{(k+\theta)}(n)$ через X(z) и Y(z) соответственно. Передаточная характеристика изображенного на рис. 6 б.и.х.фильтра имеет вид:

$$N(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = \frac{W_N^{-(k+\theta)}}{1 - z^{-1}W_N^{-(k+\theta)}},$$

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021



Рис. 6. Схема фильтра Герцеля.

где целочисленная переменная *k* заменена на параметрически введенную $-(k + \theta)$, в которой $k = 0, N - 1, 0 \le \theta \le 1$, набор анализируемых частот варьируется с помощью параметра $\theta: \left\{\frac{2\pi(k + \theta)}{N}\right\}$.

Разностные уравнения фильтра Герцеля приведены ниже (на рис. 6 справа от штриховой линии — прямая цепь фильтра, слева — обратная):

обратная цепь фильтра –

$$\upsilon(n) = 2\cos(2\pi k/N)\upsilon(n-1) - \upsilon(n-2) + x(n),$$

прямая цепь фильтра –

$$y(n) = W_N^{-\kappa} \upsilon(n) - \upsilon(n-1).$$

На выходе фильтра Герцеля получаем коэффициенты, по которым можно рассчитать амплитуду сигнала в каждом канале.

Алгоритм Герцеля удобен для сокращения вычислительных мощностей, затрачиваемых на обработку получаемого аппаратом звука, так как он заменяет сразу несколько процедур других алгоритмов, а именно: выпрямление и применение фильтра нижних частот. Алгоритм представляет из себя б.и.х.-фильтр второго порядка. Обработка данных происходит блоками длиной в N точек (окно), а полученные в результате значения совпадают с соответствующими коэффициентами дискретного преобразования Фурье. Окно заданной длины N с перекрытием производит вычисление коэффициентов в каждой точке дискретизации.

В нашей работе проводилось моделирование с использованием окна Хэннинга [5]. Полученные комплексные величины в каждой точке сигнала определяют его амплитуду, т.е. позволяют получить огибающие. Таким образом, можно поучить 16 огибающих для каждой из выделенных частотных составляющих сигнала, после чего находится модуль данных комплексных величин.

Итак, коэффициенты Фурье для каждой отдельной частоты (выделенной нами из ряда, соответствующего каналам стимуляции) позволяют вычислить амплитуды огибающих для каждого



Рис. 7. Амплитудный спектр получившегося сигнала при применении алгоритма Герцеля с полосовым б.и.х.-фильтром (**a**) и без него (**б**).

частотного канала. На этом заканчивается сходство с CIS. Стратегия CIS так же получает после полосового фильтра выпрямленный сигнал, похожий в нашем случае на огибающую. Фильтр CIS сначала вычисляет модуль сигнала, а затем применяет низкочастотный фильтр. Эти три звена заменяются у нас одним алгоритмом Герцеля.

Оценить эффективность алгоритма можно, сравнив частотные спектры сигналов (см. графики на рис. 7а и 7б). Видно, что на высоких частотах 4.5—8 кГц при применении алгоритма Герцеля без входных фильтров появляется шум. Мы показали, что при реализации алгоритма Герцеля с входными фильтрами, а также при применении окна Хэннинга без фильтров шум на этих частотах подавляется. Есть метод, позволяющий использовать фильтр Герцеля рекурсивно, его схема представлена на рис. 8. Получается, что каждый раз не нужно вычислять значения во всех точках заново. Он позволяет получать значения спектральных отсчетов в реальном времени.

Выигрыш, получаемый с помощью применения рекурсивной формулы для модифицированного фильтра Герцеля, можно увидеть, посмотрев на количество действий, необходимых для работы фильтра (см. сравнительнную табл. 1).

Рекуррентное уравнение скользящего дискретного преобразования Фурье:

$$S_N^k(n) = W_N^{-k}[S_N^k(n-1) + x(n) - x(n-N)],$$

где $S_N^k(n)$ — значение *k*-го фиксированного номера спектрального отсчета *N*-точечного дискретного преобразования Фурье в момент времени *n*.

Также здесь следует отметить, что вычисления преобразования Фурье с помощью алгоритма Герцеля подразумевают применение не оконной функции, а фильтров. Поэтому, чтобы мы могли использовать рекурсивный алгоритм, потребляющий мало ресурсов, нужно использовать на входе полосовые фильтры. В результате с применением фильтров вычислений булет меныше, чем с применением оконной функции, так как оконная функция аналогична по затрачиваемым ресурсам применению к.и.х.-фильтров, а б.и.х.-фильтры требуют меньше ресурсов на вычисления. Так, наименее ресурсоемкий результат получается при применении б.и.х.-фильтров на входе и использовании модифицированного рекурсивного алгоритма Герцеля.

Таким образом, после проведения ряда испытаний мы пришли к выводу, что, хотя оконная функция дает такой же результат, что и применение фильтров, удобнее использовать фильтры без оконной функции, потому что есть возможность использовать модифицированный (рекурсивный) алгоритм, который требует значительно меньше вычислительных ресурсов. Поэтому оптимальный вариант — это применение б.и.х.-фильтров на входе и замена оконной функции на рекурсивный модифицированный алгоритм Герцеля.

4.3. Обратное преобразование

Понятно, что человек будет воспринимать сигнал худшего качества, чем тот, который поступил в прибор изначально. А для того, чтобы понять какой именно сигнал воспринимается человеком, проведем обратное преобразование — восстановим исходный сигнал с потерями кодирования, т.е. полученную амплитуду умножим на косинус частоты, соответствующей одному из 16 каналов. Начальные фазы не учитываются, так как в результате кодирования звука эту информацию нельзя восстановить, и для распознавания речи это не важно. В результате сложения восстановленных с помощью косинусов сигналов во всех каналах получаем воссозданный звук:



Рис. 8. Схема модифицированного фильтра Герцеля (скользящее дискретное преобразование Фурье).

signal
$$(j,i)$$
 = amplitude (j,i) cos $\left(\frac{\text{freq}(i)2j\pi}{F_s}\right)$,

где i — номер канала, j — номер строки в массиве, содержащем сигнал или его амплитуду; F_s — частота дискретизации; amplitude — коэффициенты, равные амплитуде сигнала; freq(i) — частота, соответствующая каналу, и тогда в массиве signal(j, i) получим восстановленный сигнал в данном канале.

Таким образом, получив воссозданный сигнал, проверяем работу алгоритма.

4.4. Нелинейное сжатие

Нервные окончания улитки воспринимают токовую стимуляцию нелинейно. При электрической стимуляции громкость воспринимается по следующему закону:

$$L = k_a p^{\beta a} = k_e i^{\beta e},$$

где *i* – ток, *p* – звуковое давление, коэффициенты $\beta_a = 0.6, \beta_e = 2.7$ [6]. Тогда ток, а следовательно, и

Таблица 1. Количество действий, необходимых для работы фильтра [4]

Метод	Вычисление значения $S_N^{(N)}(k, \theta)$						
	Действительные умножения	Действительные сложения					
Алгоритм Герцеля	N+2	2N+2					
Модифицированный алгоритм Герцеля	4	4					
Дискретное преобразование Фурье	4N	4N					

напряжение на микрофоне определяются по следующему закону:

$$i=k_mp^{\beta_m},$$

где $\beta_m = \beta_a / \beta_e = 0.22.$

Видно, что воспринимаемая громкость связана со стимулирующими импульсами по степенному закону. Поэтому после получения огибающих для стимуляции электродов прибора необходимо провести нелинейное сжатие.

В результате получаются амплитуды электрических импульсов – *у*. Они устанавливаются в некотором уровне значений (комфортный и пороговый – *M* и *B*). Задача нелинейного сжатия – перевести весь сигнал в такой комфортный диапазон, настраиваемый врачом. Формула нелинейного сжатия сигнала следующая [6]:

$$y = \begin{cases} \frac{\log\left(1 + \alpha\left(\frac{\upsilon - B}{M - B}\right)\right)}{\log(1 + \alpha)}, & B \le \upsilon \le M\\ 0, & \upsilon \le B\\ 1, & \upsilon \ge M \end{cases}, \end{cases}$$

где υ – огибающая, α – степень сжатия, M – уровень насыщения, B – пороговое значение.

4.5. Алгоритм скользящего среднего

С целью исключения из сигнала низкочастотных колебаний можно применить к огибающей в каждом из каналов вместо стандартного низкочастотного фильтра метод скользящего среднего. При этом для наилучшего результата следует взять фильтр третьего порядка и выбирать его длину таким образом, чтобы она была кратна периоду частоты канала стимуляции. Для начала следует определить окно, по которому будет происходить усреднение (его ширину).

Функция, получаемая после преобразования, численно равна в каждой точке среднему значению исходной функции, рассчитанному по изначально заданному сглаживающему интервалу (количество значений исходной функции, взятых для вычисления). В результате исходные данные оказываются сглаженными, а приведенный алгоритм реализует фильтрацию огибающей.

Расчет значений для метода скользящего среднего ведется по формуле

$$\overline{X}(k) = \frac{1}{n} \sum_{t=k}^{n+k} X(t),$$

где n — размер окна (период сглаживания), k — номер члена ряда, значение которого заменяется средним.

На рис. 9 изображена профильтрованная методом скользящего среднего третьего порядка огибающая 2, а также исходная огибающая 1, которую профильтровали. Следует заметить, что предварительно был вычислен модуль огибающей.

Также для сравнения был использован низкочастотный фильтр на 400 Гц [6].

Этот этап, как упоминалось выше, можно опустить и заменить единственной процедурой — алгоритмом Герцеля.



Рис. 9. Огибающая (1) и сглаженная огибающая (2), полученная методом скользящего среднего в 10-м канале.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ СТИМУЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОДОВ

Частота стимуляции — это количество полностью завершенных импульсов во всех каналах стимуляции на электродной матрице за секунду. Диапазон значений частоты стимуляции у разных производителей достаточно широк.

В качестве примера рассмотрим кохлеарный имплант HiRes^{тм} Ultra Cochlear фирмы Advanced boinics. Из описания прибора можно узнать, что максимальная длительность импульса 229 мкс, максимальная частота стимуляции 83 кГц, 16 каналов. Предположим, что период стимуляции (включает в себя как положительный, так и отрицательный импульс) равен 192 мкс, тогда частота в отдельном канале ≈ 5.2 кГц, а общая $5.2 \times 16 \approx 83$ кГц. Таким образом, предположение об определении частоты стимуляции подтверждается.

В данном приборе возможна реализация разных стратегий, в том числе виртуальные каналы (hiRes 120) или парная стимуляция в каждом канале (стратегия hiRes paired). Рассмотрим последнюю более подробно. Частота стимуляции для стратегий, использующих 8 и 16 каналов, приведена в табл. 2 [7].

Хотя в некоторых приборах частота стимуляции очень высокая, она не является решающим фактором качественной передачи звука, так как рефрактерный период не позволяет проводить эффективную стимуляцию с частотой, большей чем способны воспринимать нервные окончания. Это время для человека составляет порядка 500 мкс [8]. Также одновременная стимуляция нескольких зон при применении стратегии парной стимуляции вызывает перекрестное возбуждение нервных окончаний соседних зон, так как электродная матрица находится в токопроводящей жидкости, что не позволяет стимулировать исключительно одну зону.

Так в исследовании, проведенном на группе из 13 взрослых, сравнивающем парную и последовательную стимуляцию [7], было показано, что лучшие результаты обеспечивает стратегия последовательной стимуляции. Откуда также следует вывод, что частоты стимуляции 40 кГц вполне достаточно для качественного воспроизведения звука. Авторы исследования замечают, что более явные различия в восприятии между двумя стратегиями ощутимы в условиях присутствия фонового шума, что хорошо соотносится с реальными условиями.

Для ознакомления с различными производителями с.к.и. и их частотами стимуляции, которые они используют, приведена табл. 3 [9].

6. СТИМУЛЯЦИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВИРТУАЛЬНЫХ КАНАЛОВ

Наряду со стратегией CIS, где стимуляция строго последовательна, существует еще один интересный метод. Это техника, использующая виртуальные каналы и несколько источников, чтобы увеличить количество различных частот в передаваемом звуке. Какие электроды стимулировать выбирается в зависимости от громкости. Двумя импульсами стимулируются два прилежащих электрода. Пропорция тока, который пойдет на два соседних электрода, определяется так же соотношением громкости. Два наружных электрода используются в качестве заземления, направляя ток по внутренним электродам (два электрода генерируют один виртуальный канал). Виртуальные каналы возникают в результате смещения плотности тока на области между электродами, такое происхо-

Количество каналов	Частота стимуляции на канал, импульсов/с	Общая частота стимуляции, импульсов/с	Тип стимуляции
16	5000	80000	Парная
16	2500	40 000	Последовательная
8	5000	40 000	Последовательная
8	2500	20000	Последовательная

Таблица 2. Частота стимуляции в зависимости от количества каналов и типа стимуляции

Таблица 3. Характеристики с.к.и. для различных производителей [9]

Производитель, модель	Med-El, SYNCHRONY 2	Nurotron, Venus	AB HiRes, 90 K	Nucleus, N6
Стратегия	CIS	CIS	HiRes	SPEAK
Частота стимуляции по всей электродной матрице, кГц	50	40	83	32
Число электродов	12	24	16	22

дит при неравномерном распределении тока между электродами. Стимулируется участок улитки, находящийся между электродами, а соотношение подаваемых токов определяет место стимуляции.

Референсным электродом в нашем случае выступает корпус импланта. Если после выхода из стимулирующей зоны ток попадает на референсный электрод, то это монополярный режим стимуляции. Если ток выходит из одного электрода, а входит в соседний, то это биполярный режим.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разных странах. гле еше нет национальной с.к.и., научные круги проводят работу в направлении разработки собственных стратегий стимуляции и приборов, чтобы операции по восстановлению слуха сделать доступнее. Так, командой университета UGR (University of Granada, Spain) разработана программа Cochlear Implant Simulation version 2.0, которая осуществляет симуляцию с.к.и. со стратегией CIS и представляет результаты обработки звука известными стратегиями [10]. Программа предоставляет возможность использовать для вычисления огибающей сигнала преобразование Гильберта либо выпрямление и фильтр нижних частот. Путем настройки различных параметров можно учесть взаимодействие соседних каналов, а также некоторые физиологические особенности пациента, выбрать количество каналов стимуляции и т.д. Мы же предоставляем открытый код программы на matlab (см. Приложение) собственной стратегии.

Первый блок разработанного алгоритма содержит фильтрацию полосовыми фильтрами, которые разделяют сигнал на 16 каналов. Этот этап используется также и в других уже известных стратегиях стимуляции. Фильтры убирают искажения и позволяют не использовать оконную функцию, за счет чего при расчете преобразования Фурье мы экономим вычислительные ресурсы. Второй блок, введенный нами, — рекурсивный алгоритм Герцеля, преимущество использования которого так же состоит в экономии ресурсов, затем следует нелинейное сжатие, фильтры нижних частот и, наконец, передача сигнала на электроды. На выходе возможно применение как последовательной, так и параллельной стимуляции.

Анализируя результаты моделирования, мы пришли к выводу, что, хотя преобразование Фурье с оконной функцией дает такой же результат, как и с применением полосовых фильтров, удобнее использовать полосовые фильтры без оконной функции. Это дает возможность использовать модифицированный (рекурсивный) алгоритм Герцеля для преобразования Фурье, благодаря которому можно значительно сократить количество проводимых вычислений. Поэтому самый оптимальный вариант — это применение б.и.х.-фильтров на входе и замена преобразования Фурье с оконной функцией на рекурсивный модифицированный алгоритм Герцеля. Также можно заключить, что алгоритм воспроизводит сигнал хорошего качества.

Таким образом, была разработана собственная стратегия стимуляции для с.к.и., оптимизирующая вычислительные затраты, используемые для обработки звука, и проведены обратное преобразование для сравнения исходного и восстановленного сигналов и оценки качества работы алгоритма на слух, а также моделирование работы алгоритма кодирования звука для с.к.и. в системе matlab. Мы получили возможность услышать как изменится звук после его обработки нашей стратегией стимуляции и пришли к выводу, что достигнуто качественное воспроизведение речи, но восприятие полной гаммы звуковых сигналов, например музыки и звуков природы, на данном этапе затруднительно. Поэтому дальнейшие исследования будут посвящены моделированию стратегии с применением виртуальных каналов для увеличения частотного разрешения слухового восприятия пациентам с с.к.и. при том же количестве физических каналов стимуляции.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ по теме "Разработка технологии изготовления и постановка на производство импортозамещающей многофункциональной системы кохлеарной имплантации для реабилитации пациентов с сенсоневральной тугоухостью" (соглашение о предоставлении субсидии на реализацию комплексного проекта по созданию высокотехнологичного производства от 10 июля 2018 г. № 074-11-2018-028).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Новоселова С.М. // Записки научных семинаров ЛОМИ. Математические вопросы теории распространения волн. 1989. Т. 179. С. 128. http://www. mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=znsl&paperid=4697&option lang=rus
- Choi C.T.M., Lee Y.-H. // Cochlear Implant Res. Updat. 2012. V. 2. № 2005. https://doi.org/10.5772/47983
- Choi C.T.M., Hsu C.H., Tsai W.Y., Hsuan Lee Yi // IF-MBE Proceedings. 2009. C. 310. https://doi.org/10.1007/978-3-540-92841-6_76
- Пономарев В.А. //Цифровая обработка сигналов. 2014. № 1. С. 3.
- 5. Оппенгейм А., Шафер Р. Цифровая обработка сигналов. М.: Техносфера, 2012.
- 6. *Swanson B.A.* // PhD thesis. Faculty of Medicine, Dentistry & Health Sciences, Otolaryngology Eye and Ear Hospital, The University of Melbourne. 2008.

115

 Buechner A., Frohne-Buechner C., Stoever T., Gaertner L., Battmer R.-D., Lenarz T. // Otol. Neurotol. 2005. V. 26. № 5. P. 941.

https://doi.org/10.1097/01.mao.0000185069.27705.f0

- 8. *Lai W.* An NRT Cookbook: Guidelines for Making NRT Measurements. Zurich, Cochlear AG, 1999. https://www.uzh.ch/orl/Cookbook.pdf
- 9. Zeng F.-G., Rebscher S., Qian-Jie Fu, Hongbin Chen, Xiaoan Sun, Li Yin, Lichuan Ping, Haihong Feng, Shim-

ing Yang, Shusheng Gong, Beibei Yang, Hou-Yong Kang, Na Gao, Fanglu Chi // Hear. Res. 2015. V. 322. P. 188. https://doi.org/10.1016/j.heares.2014.09.013

10. Angel de la Torre Vega, Marta Bastarrica Marti, Rafael de la Torre Vega, Manuel Sainz Quevedo. Cochlear Implant Simulation version 2.0 Description and usage of the program. http://www.ugr.es/~atv/web_ci_SIM/en /ci_sim_en.htm

ПРИЛОЖЕНИЕ

Ниже представлена возможная реализация работы основных этапов разработанного алгоритма с комментариями в matlab. Проведено преобразование исходного сигнала в звук, воспринимаемый обладателем с.к.и. с целью оценки его качества.

```
clear all;
close all;
% Для начала определим набор частот 16 каналов:
frg=[333 455 540 642 762 906 1076 1278 1518 1803 2142 2544 3022 3590 4264 6665];
% Число каналов:
sz = size(frq);
n channel = sz(2);
% Полосовые фильтры:
a1= [272 394];
cl=a1./8000;
a2= [412.5 497.5];
c2=a2./8000;
a3 = [489 591];
c3=a3./8000;
a4 = [582 \ 702];
c4=a4./8000;
a5 = [690 \ 834];
c5=a5./8000;
a6 = [821 \ 991];
c6=a6./8000;
a7 = [975 \ 1177];
c7=a7./8000;
a8 = [1158 \ 1398];
c8=a8./8000;
a9= [1375.5 1660.5];
c9=a9./8000;
a10= [1633.5 1972.5];
c10=a10./8000;
all= [1941 2343];
cll=all./8000;
a12= [2305 2783];
c12=a12./8000;
a13= [2738 3306];
c13=a13./8000;
a14= [3253 3927];
c14=a14./8000;
a15=[3863.5 5000];
```

```
c15=a15./8000;
a16=[4947 6084];
c16=a16./8000;
[B1,A1] = butter(1,c1, 'bandpass');
[B2,A2] = butter(1,c2, 'bandpass');
[B3,A3] = butter(1,c3, 'bandpass');
[B4, A4] = butter(1, c4, 'bandpass');
[B5, A5] = butter(1, c5, 'bandpass');
[B6, A6] = butter(1, c6, 'bandpass');
[B7, A7] = butter(1, c7, 'bandpass');
[B8, A8] = butter(1, c8, 'bandpass');
[B9, A9] = butter(1, c9, 'bandpass');
[B10,A10] = butter(1,c10, 'bandpass');
[B11,A11] = butter(1,c11, 'bandpass');
[B12,A12] = butter (1, c12, 'bandpass');
[B13,A13] = butter(1,c13, 'bandpass');
[B14,A14] = butter(1,c14, 'bandpass');
[B15,A15] = butter(1,c15, 'bandpass');
[B16,A16] = butter(1,c15, 'bandpass');
% Открываем файл в директории исполнения скрипта
directory content = dir;
% Возвращает путь к открытой директории
exe path = directory content(1).folder;
file name = sprintf('%s\\%s', exe path, 'your file name.wav');
[x,fs] = audioread(file name);
% Частота дискретизации (семплирования):
FS = 16e3;
x = resample(x, FS, fs);
% Длина сигнала:
sz = size(x);
x len = sz(1);
% Данные сигнала:
x = x(:, 1);
pass1=fir1(100,c1, 'bandpass');
pass2=fir1(100,c2, 'bandpass');
pass3=fir1(100,c3,'bandpass');
pass4=fir1(100,c4,'bandpass');
pass5=fir1(100,c5,'bandpass');
pass6=fir1(100,c6,'bandpass');
pass7=fir1(100,c7,'bandpass');
pass8=fir1(100,c8,'bandpass');
pass9=fir1(100,c9,'bandpass');
pass10=fir1(100,c10,'bandpass');
pass11=fir1(100,c11,'bandpass');
pass12=fir1(100,c12,'bandpass');
pass13=fir1(100,c13,'bandpass');
pass14=fir1(100,c14, 'bandpass');
pass15=fir1(100,c15,'bandpass');
pass16=fir1(100,c16,'bandpass');
% Применяем полосовые фильтры:
```

```
outhi1=filter(pass1,1,x);
outhi2=filter(pass2,1,x);
outhi3=filter(pass3,1,x);
outhi4=filter(pass4,1,x);
outhi5=filter(pass5,1,x);
outhi6=filter(pass6,1,x);
outhi7=filter(pass7,1,x);
outhi8=filter(pass8,1,x);
outhi9=filter(pass9,1,x);
outhi10=filter(pass10,1,x);
outhill=filter(pass11,1,x);
outhi12=filter(pass12,1,x);
outhi13=filter(pass13,1,x);
outhil4=filter(pass14,1,x);
outhi15=filter(pass15,1,x);
outhi16=filter(pass16,1,x);
% После применения полосовых фильтров сигнал представляется в виде:
out vec=[outhi1, outhi2, outhi3, outhi4, outhi5, outhi6, outhi7, outhi8, out-
```

hi9, outhi10, outhi11, outhi12, outhi13, outhi14, outhi14, outhi15, outhi16];

% Без предварительной фильтрации полосовыми фильтрами запись сигнала выглядит так:

% Теперь отдельно для каждого канала получим комплексные значения, чтобы потом вычислить %амплитуды. Ниже приведена реализация алгоритма Герцеля [5]. Определим ширину окна N. Передаточная характеристика б.и.х.-фильтра описывается формулой:

```
% 1 - W * z^-1
  % H(z) = -----
  % 1 - alpha * z^-1 + z^-2
  W = W N^{(k)} = \exp(-2i*pi*k/N).
    alpha = 2*cos(2*pi*k/N).
   N = 250; % ширина окна
   for i = 1:n channel
     f norm = frq(i) / FS;
     w = \exp(-2i*pi*f \text{ norm});
     alpha = 2*cos(2*pi*f norm);
     b opp = [1, -w, 0];
     a \text{ opp} = [1, -alpha, 1];
     for j = 1:x len - N
        dft window = filter(b opp, a opp, out vec(j:j+N, i));
        dft data(j+N, i) = dft window(end) / N;
     end
  %Длина полученных данных короче исходных на ширину окна:
     for j = x len - N + 1:x len
  %Дописываем последнее значение:
       dft data(j, i) = dft data(x len - N, i);
     end
  end
  %Получим амплитуды из комплексных величин, а затем с помощью них и огибающие в каждом
%канале:
```

dft data n=abs(dft data);

% Получение огибающих домножением на косинус:

for i=1:n channel

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021

```
for j=1:x len
      z(j,i) = dft data n(j,i) * cos(frq(i) * 2*pi*j/FS);
    end
end
%Сумма всех каналов с огибающими:
 for j=1:x len
%Занулим одну строку, туда запишем получившуюся сумму:
   sum signalw(j) = 0;
%Просуммируем полученные огибающие, сохраним полученные результаты в аудиофайл:
 for i=1:n channel
   sum signalw(j) = sum signalw(j) + z(j,i);
 end
end
%Сохраняем файл в директории исполнения скрипта:
file name = sprintf('%s\\%s', exe path, 'recreated sound overall.wav');
audiowrite('recreated sound my.wav', sum signalw, 16000);
```

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.083

СТРУННЫЙ ВОЛНОГРАФ С ИНФРАКРАСНОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ ДЛИНЫ СТРУН

© 2021 г. В. В. Стерлядкин^{*a*,*}, К. В. Куликовский^{*a*}, А. В. Кузьмин^{*b*}, Е. А. Шарков^{*b*}, М. В. Лихачева^{*a*}

 ^а МИРЭА — Российский технологический университет Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78
 ^b Институт космических исследований (ИКИ) РАН Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32 *e-mail: sterlyadkin@mail.ru Поступила в редакцию 23.01.2021 г. После доработки 11.02.2021 г. Принята к публикации 12.02.2021 г.

Рассмотрен новый способ регистрации параметров морского волнения, основанный на видеорегистрации длины вертикально расположенных струн. Оказалось, что хлопковые струны, освещенные инфракрасным прожектором, ярко светятся в надводной части, формируя четкий край на границе раздела. Измерения возможно проводить в любое время суток при расстояниях между струн от единиц миллиметров до десятков сантиметров. Приводятся результаты натурных измерений, проведенных на морской платформе. Представлены примеры расчетов спектров возвышений, распределения одномерных и двумерных уклонов, оценки анизотропии. Обоснована точность измерений, перспективы развития и ограничения предложенного метода.

DOI: 10.31857/S003281622104011X

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерению ветровых волн, исследованию их структуры и характеристик посвяшены сотни работ. Характеристики волнения необходимы широкому кругу потребителей, при этом с каждым годом повышаются требования к точности, оперативности и детализации измерений. В отделе "Исследование Земли из космоса" ИКИ РАН проводятся экспериментальные и теоретические исследования связи параметров приводного ветра со структурой волнения и рассеянием радиоволн на взволнованной водной поверхности. Решение этой непростой задачи необходимо для отработки методов восстановления метеопараметров и характеристик волнения по данным пассивного микроволнового зондирования с борта космических аппаратов. Вопросы, связанные с измерением параметров приводного ветра и измерением собственного излучения морской поверхности в микроволновом диапазоне, в целом удается решать на базе стандартных метеокомплексов и имеющихся радиометров. Однако задача мониторинга и регистрации параметров морского волнения до последнего времени оставалась нерешенной. Общей проблемой известных способов измерения волнения является трудность регистрации параметров волн на масштабах менее 10 см. Но именно этот диапазон масштабов волнения оказывает определяющее влияние на рассеяние микроволн в диапазоне длин волн 10 см $< \lambda < 3$ мм. Поэтому в экспериментальном плане настоятельно требовалось измерение аппликат морской поверхности и уклонов в точках, расположенных на расстоянии <10 см.

Традиционно для измерения параметров волнения используются струнные волнографы, в которых измеряется изменение сопротивления струн при изменении уровня погружения струн в воду [1, 2]. Недостатками таких волнографов являются неконтролируемое изменение сопротивления при охлаждении струны ветровыми пульсациями, нарастание водорослей, смачивание, взаимное электрическое влияние соседних струн друг на друга. Последнее свойство приводит к трудности измерений при расположении струн на расстояниях <10 см. Широко известны методы измерения волнения с высоты самолета по угловому положению бликов солнца, отраженных от поверхности, или по угловому распределению бликов от искусственных источников света. В настоящее время наблюдается активное использование малых летательных аппаратов для получения фотоизображений бликов на морской поверхности с высоты в несколько сотен метров. Но



Рис. 1. а — схема измерений (поверхность раздела I освещается и.к.-прожектором 2, длина светящихся струн 3 регистрируется видеокамерой 4); **б** — изображение шести струн на видеокадре.

этот метод не является всепогодным и сложен в реализации [3–5].

В последние годы разработаны оптические методы регистрации уклонов поверхности, основанные на регистрации отраженного лазерного луча [6]. Недостатком этих методов является уход блика из апертуры приемной системы даже при небольших уклонах, что не позволяет измерять уклоны даже при умеренном волнении. Интересное техническое решение связано с фото- или видеоизмерением положения точек, сформированных лазерным лучом при его падении на поверхность раздела. При этом лазерный луч может либо излучать в отдельную точку, либо разворачиваться в ножевой оптический луч [7]. Однако при развертке лазерного луча его интенсивность становится недостаточной для надежной регистрации границы раздела. Хороший обзор известных контактных и дистанционных методов измерения ветрового волнения приведен в работах [8–11].

В данной работе описан новый метод измерения параметров волнения на основе видеорегистрации длины вертикально расположенных струн, расстояние между которыми может снижаться до 10 мм. Струны изготавливаются из хлопковых нитей, которые ярко светятся при их освещении инфракрасным излучением и формируют четкий край на границе раздела.

2. ГЕОМЕТРИЯ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1а представлена схема измерений. Взволнованная поверхность раздела *1* освещалась инфракрасным (и.к.) прожектором *2* на длине волны 940 нм. Струны *3* были изготовлены из прочных хлопковых нитей и имели независимое натяжение за счет грузов, опущенных на значительную глубину для снижения влияния волнения. Надводная часть струн была ярко освещена за счет прямого освещения и.к.-прожектором, а также за счет отражения части излучения прожектора от поверхности. При этом излучение, рассеянное надводной частью струн, напрямую попадало в видеокамеру 4. Подводная часть струн освещалась только преломленной частью излучения прожектора, которое к тому же дважды испытывало сильное поглощение в воде. По этим причинам границы раздела всех струн четко регистрировались на видеокамере 4, что видно на видеокадре рис. 16.

На рис. 2а показано расположение нитей волнографа, и.к.-прожектора и видеокамеры при натурных измерениях, проведенных на морской гидрофизической платформе Морского гидрофизического института РАН вблизи п. Кацивели в сентябре 2019. На рис. 26 представлена геометрия расположения струн и направление наблюдений. Следует отметить, что в процессе измерений ориентация струн, имеющих независимое натяжение, оказалась очень стабильна даже при значительном волнении. В эксперименте пять струн располагались в виде звезды, а шестая струна находилась в центре. Расстояние от центральной струны до остальных струн составляло 80 мм. Это позволило определять уклоны в 15 различных направлениях, рассчитывать двумерное распределение уклонов и другие характеристики волнения.

Измерения проводились круглосуточно, как в ночное, так и в дневное время. На рис. 3 в верхнем ряду представлена серия видеокадров при ночных измерениях, а внизу — видеокадры дневных записей. При измерениях на видеокамере использовался интерференционный светофильтр, согласованный с полосой частот инфракрасного прожектора. Для снижения яркости бликов неба в дневное время видеорегистрация нитей проводилась вблизи угла Брюстера с использованием поляризатора.

Анализ видеоизображений позволяет сделать вывод о наличии четкой границы на каждой из нитей, которая может автоматически определяться соответствующим программным обеспечением. Следует заметить, что дневные измерения проводились на фоне бликов от дневного неба. Однако отношение сигнал/шум и при дневных измерениях вполне достаточно для определения границ каждой нити на всех кадрах. На рис. 4 представлена зависимость интенсивности засветки нитей от номера пикселя на видеокадре (высоты над уровнем моря) в ночных и дневных условиях. Переход от светящихся частей нитей к темной их части весьма резок, что в увеличенном масштабе показано на рисунках справа. Если за границу нитей принять половинную интенсивность ступени, то протяженность границы занимает 1-2 пикселя (1.5-3.0 мм). Это и есть точ-



Рис. 2. а — расположение приборов на морской платформе при проведении суточных измерений 19.09.2019—20.09.2019 г.; $\mathbf{6}$ — ориентация 6 струн волнографа по отношению к видеокамере, расстояние от нити *3* до остальных нитей составляло 80 мм.

ность измерения высоты в реализованном макете волнографа.

Следует отметить и ограничения предложенного метода. Так, не представляется возможным проводить измерения при условии. что солнце находится напротив видеокамеры или вблизи этого направления. Яркость бликов оказывается сравнимой или выше яркости нитей. Однако выбором ориентации видеокамеры это ограничение может быть снято. Очевидно, что появление пены или плавающих предметов на морской поверхности вблизи нитей не позволит проводить корректные измерения. Трудностью программной обработки является горизонтальное периодическое перемещение нитей при сильном волнении. Решение этой проблемы заключалось в усложнении программы обработки и слежении за положением каждой нити на каждом кадре.

3. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для регистрации границ каждой нити потребовалось создание специальной программы, которая, во-первых, следила за горизонтальным смещением нитей под влиянием течения и волн, во-вторых, аппроксимировала положение каждой нити в кадре уравнением прямой, а, в-третьих, суммировала интенсивность засветки вдоль каждой нити. Типичные зависимости интенсивности засветки вдоль нитей от номера пикселя на видеокадрах приведены на рис. 4. За положение границы раздела принимался уровень половины скачка интенсивности засветки вдоль каждой нити. В результате такой обработки получался массив аппликат всех шести нитей в виде номеров пикселей границ нитей на каждом кадре (рис. 5).

Следующим шагом была калибровка видеокадров и перевод пикселей в высоту над уровнем



Рис. 3. Вверху – видеоизображения нитей волнографа, полученные на морской платформе 19.09.2019 в 04.16 мск, внизу – три кадра видеоряда, полученные и.к.-волнографом 19.09.2019 в дневное время 14:47 мск. Блики неба слабы по сравнению с сигналами от нитей.



Рис. 4. Слева – зависимость интенсивности засветки вдоль двух соседних нитей от номера пикселя (высоты) для ночного (сверху) и дневного (снизу) видеокадра. Граница перехода имеет протяженность 1–2 пикселя. Справа – фрагменты графиков в увеличенном масштабе.



Рис. 5. Небольшой участок записи высот всех 6 нитей в видеоряду. Частота кадров 25 Гц. Точность определения высот 1 пиксель или 1.5 мм.

невозмущенной морской поверхности. Это было сделано на основе калибровочных меток на одной из нитей, которые располагались на расстоянии 20 см друг от друга. В результате были получены зависимости аппликат для 6 струн с частотой кадров 25 Гц. Длительность одного файла измерений обычно составляла 600-1000 с, что давало последовательность из 15000-25000 кадров. Последующая обработка данных может проводиться традиционными методами. На рис. 6 представлен спектр возвышений, усредненный по 20480 кадрам с разбиением на реализации по 2048 точек. По форме спектра видно, что даже на высоких частотах отношение сигнал/шум таково, что позволяет оценивать наклон билогарифмического спектра. В частности, на частотах выше 40 рад/с наблюдается появление капиллярной составляющей волнения, которая отмечается изменением наклона кривой. Очевидно, что для регистрации капиллярной составляющей необходимо увеличить частоту видеосъемки, например, до 100 Гц.



Рис. 6. Частотный спектр возвышений в относительных единицах в линейном (а) и билогарифмическом (б) масштабах.



Рис. 7. Распределение уклонов для направления 52 и в ортогональном направлении 43. Огибающая – аппроксимация распределений гауссовой зависимостью $\sigma_{52} = 0.083$, $\sigma_{43} = 0.076$.

Для любого из 15 возможных направлений может быть определено одномерное распределение уклонов (рис. 7). Аналогично, для любых трех точек поверхности нетрудно получить двумерное распределение уклонов (рис. 8). На основе полученных распределений легко определяются направление волн, анизотропия и другие параметры волнения.

Целью данной работы была отработка метода измерения параметров волнения с точностью определения аппликат на уровне 1–2 мм и высокой частотой оцифровки данных. Поставленная цель была достигнута. Геометрическое расположение нитей-струн может зависеть от поставленной задачи. Принципиально не представляет трудности расположение струн на расстояниях от 8 мм до десятков сантиметров. Дальнейшая автоматизация измерений позволит проводить комплексные исследования влияния волнения на рассеяние микроволнового излучения взволно-



Рис. 8. Изолинии двумерного распределения уклонов.

ванной морской поверхностью, получать связь радиометрического портрета морской поверхности со скоростью и направлением ветра, с другими метеорологическими параметрами системы океан—атмосфера.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан новый способ определения аппликат взволнованной морской поверхности (волнограф), основанный на освещении вертикально расположенных хлопковых струн в инфракрасном диапазоне длин волн и регистрации границы раздела с помощью видеокамеры. Способ запатентован [12]. В процессе проведения натурных измерений показано наличие четкой границы раздела вдоль освешенных струн, которая надежно регистрируется как в ночное, так и в дневное время. Представлена геометрия измерений с морской платформы Морского гидрофизического института в поселке Кацивели, Крым. Точность измерения высоты поверхности (аппликаты) была равна размеру одного пикселя цифровой видеокамеры (1.5 мм) и может быть повышена при увеличении размеров матрицы и использовании трансфокатора с большим увеличением. Частота измерений определялась частотой кадров и составляла 25 Гц. При увеличении частоты видеосъемки возможна регистрация капиллярной составляющей волнения. Приведены результаты измерений, выполненных 19-20 сентября 2019 г. Предложенный метод может быть адаптирован для измерения уклонов на пространственном масштабе от нескольких миллиметров до десятков сантиметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Антонов В.В., Садовский И.Н. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2007. № 1. С. 254.
- 2. Бондур В.Г., Дулов В.А., Мурынин А.Б., Юровский Ю.Ю. // Исследование Земли из космоса. 2016. № 1–2. С. 7. https://doi.org/10.7868/S0205961416010048
- Cox C., Munk W. // J. Optical. Soc. America. 1954. V. 44. № 11. P. 838.
- Юровская М. В., Кудрявцев В. Н., Широков А.С., Надоля И.Ю. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2018. Т. 15. № 1. С. 245. https://doi.org/10.21046/2070-7401-2018-15-1-245-257
- 5. Gatebe C.K., King M.D., Lyapustin A.I., Arnold G.T.,
- *Redemann J.* // J. Atmos. Sci. 2005. V. 62. Issue 4. P. 1072. https://doi.org/10.1175/JAS33861
- Запевалов А.С. Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Севастополь: Морской гидрофизический институт НАН Украины, 2008. 290 с.
- 7. *Караев В.Ю., Мешков Е.М.* Патент на изобретение RU 2448324 C2 // Опубл. 20.04.2012. Бюл. № 11.
- 8. *Филлипс О.М.* Динамика верхнего слоя океана М.: Мир, 1980.
- 9. Лебедев Н.Е., Алескерова А.А., Плотников Е.М. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2016. Т. 13. № 3. С. 136. https://doi.org/10.21046/2070-7401-2016-13-3-136-149
- Bréon F.M., Henriot N. // J. Geoph. Res. 2006. V. 111. № 6. P. C06005. https://doi.org/10.1029/2005JC003343
- Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1985.
- Стерлядкин В.В., Куликовский К.В., Лихачева М.В. Патент на изобретение 2711585 РФ // Опубл. 17.01.2020. Бюл. № 2.

_____ ЛАБОРАТОРНАЯ __ ТЕХНИКА ____

УДК 621.039.34

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗВЛЕЧЕНИЯ РАДИОИЗОТОПОВ РЕНИЯ ИЗ ОБЛУЧЕННОЙ ВОЛЬФРАМОВОЙ МИШЕНИ

© 2021 г. В. А. Загрядский^{*a*}, Я. М. Кравец^{*a*}, С. Т. Латушкин</sub>, Т. Ю. Маламут^{*a*}, В. И. Новиков^{*a*}, А. В. Рыжков^{*a*}, Т. А. Удалова^{*a*,*}, В. Н. Унежев^{*a*}, Д. Ю. Чувилин^{*a*}

^а Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1 *e-mail: udalova_ta@nrcki.ru Поступила в редакцию 16.02.2021 г.

После доработки 26.02.2021 г. Принята к публикации 04.03.2021 г.

Разработана установка для экспрессного термического извлечения радиоизотопов Re из облученной вольфрамовой мишени. Работа установки протестирована с помощью вольфрамовой мишени, предварительно облученной дейтронами на циклотроне У-150 НИЦ "Курчатовский институт". Приводится описание конструкции установки и принцип ее работы. Показано, что за один двухэтапный цикл "прокаливание – возгонка" на приемную площадку сборника удается собрать не менее 89% активности Re из W-мишени. Установка может использоваться для выделения изотопа ¹⁸⁶Re, образующегося при облучении протонами или дейтронами циклотронных мишеней из ¹⁸⁶W.

DOI: 10.31857/S0032816221040297

введение

Благодаря удобным ядерно-физическим свойствам и способности легко связываться с органическими молекулярными комплексами радиоизотоп ¹⁸⁶Re чрезвычайно востребован в ядерной медицине для терапии онкологических заболеваний и хронических воспалительных заболеваний суставов [1]. Изотоп ¹⁸⁶Re может быть наработан на циклотроне путем облучения мишени из ¹⁸⁶W протонами или дейтронами [2].

Технологический процесс производства радиоизотопа ¹⁸⁶Re предполагает разработку нескольких технологических операций: изготовление и облучение мишени, извлечение ¹⁸⁶Re из облученной вольфрамовой мишени и возврат ¹⁸⁶W в технологический процесс. Технологическая операция извлечения ¹⁸⁶Re из облученной вольфрамовой мишени может быть осуществлена либо радиохимическими методами (сорбционной или экстракционной хроматографией) [3-5], либо термическим методом [6-8]. Термический метод включает два этапа. На первом этапе при нагревании в кислородной среде вольфрам и рений переводят в окисные соединения. При этом оксиды рения (в степенях окисления Re^{+4} (ReO_2), Re^{+6} (ReO₃), Re⁺⁷ (Re₂O₇) [9–11]) имеют при одних и тех же температурах более высокую летучесть, чем оксиды вольфрама. Так, равновесное давление газовой фазы 0.1 Торр достигается для ReO₃ при 474°С, для Re_2O_7 при 189°С, а для WO_3 – при 1204°С [12]. Это позволяет на втором этапе при относительно невысоких температурах газифицировать и отделить оксиды рения от вольфрамовой матрицы. В работе [8] реализован термический метод разделения в варианте, основанном на транспорте выделившихся молекул газовой фазы в потоке газа-носителя вдоль поверхности трубки, температура которой уменьшается по ходу движения газа. Использование газа-носителя оправдано для стационарных установок, работающих в непрерывном режиме. При необходимости периодически получать небольшие количества Re для исследовательских целей эта задача может быть решена более просто.

В данной работе создана и протестирована установка для получения радиоизотопов рения, основанная на термическом методе. С помощью разработанной установки можно осуществлять газификацию целевых продуктов путем окисления Re и выхода его окислов из W в газовую фазу. Конструктивная особенность установки состоит в том, что она позволяет собирать практически весь Re на приемную площадку сборника за один двухэтапный цикл "прокаливание — возгонка" без использования газа-носителя. В разработанной установке применены конструктивные элементы и подобраны температурные режимы, обеспечивающие высокий выход рения из вольфрамовой мишени.



Рис. 1. Блок-схема установки для выделения изотопов Re из облученной вольфрамовой мишени. 1 -баллон с кислородом; 2 -датчик давления АИР-20-М2-ДА; 3 -мерная емкость 1.9 л; 4 -коаксиальные трубки для подачи и отвода охлаждающей воды; 5 -сборник паров оксидов Re со съемной площадкой; 6 -внешняя кварцевая ампула ($D_{$ наруж = $= 36 \text{ мм}, d_{$ внутр = 31 мм, l = 300 мм); 7 -внутренняя кварцевая ампула ($D_{$ наруж = $18 \text{ мм}, d_{$ внутр = 14 мм, l = 130 мм); 8 -термостат-нагреватель; 9 -облученный порошок W, содержащий Re; 10 -термопара хромель–алюмель; 11 -блок измерения температуры ИРТ/М2; 12 -угольная ловушка в сосуде Дьюара; 13 -форвакуумный насос HBP-5Д; 14 - 19 -вентили; 20 -газовый редуктор GSE. Справа приведено увеличенное изображение верхней части ампульной системы со сборником и коммуникациями.

КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ

Центральными элементами установки, блоксхема которой представлена на рис. 1, являются две коаксиальные кварцевые ампулы 6 и 7, подключаемые к газовому стенду, термостат 8 и охлаждаемый водой сборник соединений рения 5.

Вакуумное уплотнение, обеспечивающее подсоединение внешней кварцевой ампулы к газовому стенду, осуществлялось через переходник из алюминиевого сплава Д16. Один конец переходника приклеивался к ампуле эпоксидной смолой ЭД-6, а другой подсоединялся 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.

Введение внутрь внешней ампулы 6 специального охлаждаемого водой сборника 5, используемого для улавливания окислов Re со стенок ампулы при возгонке, обеспечило преимущество такой схемы выделения перед смыванием окислов Re непосредственно со стенок ампулы. Сборник был изготовлен в форме полого медного цилиндра. На поверхности сборника, обращенной к потоку возгоняемых окислов Re, на расстоянии 1 мм от выхода внутренней ампулы 7 помещалась съемная площадка из сплава Д16, представляющая собой диск Ø 3 см, толщиной 2 мм, навинчивающийся на основное тело сборника. К цилиндру подводились две коаксиальные трубки для подачи и отвода охлаждающей воды. Коаксиальная конструкция позволила осуществить подведение воды для охлаждения сборника с помощью одного вакуумного ввода. Преимущество такого конструктивного решения состоит в локализации продуктов на малой поверхности площадки сборника (7 см²) и возможности обеспечить поддержание достаточно низкой для конденсации продуктов температуры сборника в непосредственной близости от внутренней ампулы, нагретой до высокой температуры возгонки (≥400°С). Конструкция установки включает передвижной термостат-нагреватель, что позволяет осуществлять поэтапное изменение температурного режима в ампуле с W-мишенью без отсоединения системы от газового стенда.

Работа установки включает два последовательных этапа. На рис. 2 представлен фрагмент установки, приведенной на рис. 1, иллюстрирующий этапы ее работы.

На первом этапе (рис. 2, *I*) производится окисление компонентов и их прокаливание (при $T_1 \ge 1000^{\circ}$ C), обеспечивающее диффузию окислов Re из W-мишени в газовую фазу.

На втором этапе (рис. 2, *II*) производится возгонка окислов Re (при $T_2 \approx 300-500^{\circ}$ C) со стенок

ампулы и конденсация их на съемную площадку сборника.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ РАБОТЫ УСТАНОВКИ

Для тестирования установки был использован порошок металлического природного вольфрама, содержащий долгоживущий радиоизотоп ¹⁸³Re ($T_{1/2} = 70$ дней) с интенсивной γ -линией с $E_{\gamma} = 162$ кэВ и $K_{\gamma} = 22\%$, которую использовали в качестве индикатора для оценки места и количества извлеченного из вольфрама рения. Образец вольфрама с ¹⁸³Re был наработан в результате облучения природного вольфрама дейтронами энергией ~30 МэВ и использован для тестирования после нескольких месяцев выдержки. Измерение интенсивности γ -линии с $E_{\gamma} = 162$ кэВ ¹⁸³Re в составе соединений рения проводили с помощью гаммаспектрометра фирмы ORTEC с детектором из сверхчистого германия.

Образец облученного природного вольфрама массой 598 мг помещали в кварцевую ампулу 7 (рис. 1), которую устанавливали вертикально на поверхность детектора, после чего проводили измерение интенсивности γ -линии с $E_{\gamma} = 162$ кэВ (площади пика полного поглощения γ -квантов) от исходного ¹⁸³Re в образце вольфрама. Затем кварцевую ампулу 7 с образцом вольфрама помещали в установку для последующего извлечения рения (рис. 1).

Первый этап

Окисление компонентов проводили при погружении в нагреватель нижнего конца ампулы (рис. 2, *I*). Перед началом эксперимента вакуумный стенд и ампульное устройство (рис. 1) откачивали с помощью форвакуумного насоса *13* до давления $\approx 3 \cdot 10^{-2}$ Торр и угольной ловушки *12* до давления $\leq 10^{-3}$ Торр. Затем емкость *3* и ампульное устройство заполняли кислородом из баллона *I* до давления ≈ 100 кПа. Заполнение кислородом осуществляли при открытых вентилях *14–17* и закрытых вентилях *18, 19* из баллона *1* с помощью редуктора *20*. После этого на термостат-нагреватель *8* подавали напряжение.

При достижении температуры $T_1 \approx 480^{\circ}$ С начиналось горение W, продолжавшееся ≈ 5 мин. Затем в течение ~ 1 ч проводили прокаливание образца при температуре 1000–1050°С. При этом измерение распределения температуры по высоте ампулы проводили с помощью 5 термопар в керамических оболочках, устанавливаемых вдоль стенок ампулы на разной высоте. После прокаливания и остывания кварцевую ампулу 7 извлекали из ампульного устройства для измерения распределения интенсивности γ -линии $E_{\gamma} = 162 \text{ кэВ}^{183}$ Re в составе соединений рения, сконденсиро-



Рис. 2. Иллюстрация двух этапов (*I*, *II*) работы установки: *I* – окисление W и Re и прокаливание; *II* – возгонка окислов Re со стенок ампулы.

ванных по высоте ампулы 7. Измерение проводили путем сканирования ампулы с шагом 5 мм над узкой щелевой диафрагмой (5 мм) в свинцовом экране, расположенном на поверхности детектора. Свинцовый экран толщиной 5 мм полностью экранировал ампулу (γ -линию $E_{\gamma} = 162 \text{ кэВ}^{183}\text{Re}$) вне щелевой диафрагмы.

Результаты измерений температуры вдоль стенок ампулы и распределение скорости счета в пике полного поглощения γ-квантов от сконденсировавшихся на стенках ампулы соединений рения представлены на рис. 3.

На основании измеренных распределений (рис. 3) было установлено, что при избранных условиях прокаливания зона конденсации соединений Re располагается между уровнями от 6 см до 12 см по высоте ампулы, что соответствует температурам стенки ампулы от 100 до 500°C.

Второй этап

Возгонку оксидов рения осуществляли при полном погружении внутренней ампулы в термостат-нагреватель (рис. 2, *II*). Сначала устанавливали термопару *10* (рис. 1) на уровне верхнего среза внутренней ампулы 7 и поднимали термостатнагреватель 8 так, чтобы внутренняя ампула 7 находилась внутри него, а зазор между концом ампулы 7 и поверхностью сборника 5 составлял 1 мм (рис. 2, *II*). Угольной ловушкой *12* (рис. 1) откачивали объем ампул до давления $<10^{-3}$ Торр и включали термостат-нагреватель. В такой геомет-



Рис. 3. Распределения по высоте ампулы 7 температуры и интенсивности γ -линии $E_{\gamma} = 162 \text{ кэВ}^{183} \text{Re}$ (по результатам 1-го этапа). T – температура стенки ампулы, A – скорость счета в пике полного поглощения.

рии температуру верхнего конца ампулы поднимали до $T_2 = 500^{\circ}$ С, расход охлаждающей воды составлял 0.35 л/мин, а ее температура равнялась 11°С. Возгонку паров оксидов Re и осаждение их на сборник проводили в течение 2 ч. После остывания установки извлекали сборник 5 и измеряли интенсивность γ -линии $E_{\gamma} = 162 \text{ кэВ}^{183}$ Re от сборника. Сравнение результатов измерения интенсивности γ -линии $E_{\gamma} = 162 \text{ кэВ}^{183}$ Re от сборника. Сравнение результатов измерения интенсивности γ -линии $E_{\gamma} = 162 \text{ кэВ}^{183}$ Re на сборнике показало, что установка позволяет извлечь $\approx 89\%$ активности рения из облученной вольфрамовой мишени. Причем высаженные на сборник соединения рения практически полностью смываются со сборника дистиллированной водой, что удобно для последующего его применения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана, изготовлена и протестирована экспериментальная установка для извлечения радиоизотопов рения из облученной вольфрамовой мишени. Показано, что в созданной установке за один двухэтапный цикл в режиме: "окисление + + прокалка" при 1000°С в течение 1 ч (первый этап) и "возгонка" при 500°С в течение 2 ч (второй этап), на приемную площадку сборника удается собрать ≈89% активности Re из W-мишени.

Созданная установка может использоваться для экспрессного выделения изотопа ¹⁸⁶Re, образующегося при облучении протонами или дейтронами циклотронных мишеней из ¹⁸⁶W.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ "Курча-товский институт", приказ № 1918 от 24.09.2020.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Зверев А.В., Крылов В.В., Ханов А.Г., Кочетова Т.Ю. // РМЖ. Медицинское обозрение. 2017. № 1. С. 36.
- 2. Загрядский В.А., Латушкин С.Т., Маковеева К.А., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Ослоблин А.А., Унежев В.Н. // Атомная энергия. 2020. Т. 128. Вып. 3. С. 151.
- Zhang X., Li Q., Li W., Sheng R., Shen S. // Applied Radiation and Isotopes. 2001. V. 54 .P. 89.
- 4. *Moustapha M.E., Ehrhardt G.J., Smithb C.J., Szajek L.P., Eckelman W.C., Jurisson S.S. //* Nuclear Medicine and Biology. 2006. V. 33. P. 81.
- 5. *Zhu Z., Wang X.Y., Wu H.Y., Liu Y.F.* // J. Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 1997. V. 221. № 1–2. P. 199.
- Alekseev I.E., Lazarev V.V. // Radiochemistry. 2006. V. 48. № 5. P. 497.
- Novgorodov A.F., Bruchertseifer F., Brockmann J., Lebedev N.A., Rosch F. // Radiochim. Acta. 2000. V. 88. P. 163.
- Байер Б., Возилка Н., Зайцева Н.Г., Новгородов А.Ф. // Радиохимия. 1974. Т. 16. № 6. С. 894.
- 9. Борисова Л.В. Аналитическая химия рения. М.: Наука, 1974.
- Лидин Р.А., Андреева Л.Л., Молочко В.А. Константы неорганических веществ: Справочник. М.: Дрофа, 2007.
- Лидин Р.А., Андреева Л.Л., Молочко В.А. Реакции неорганических веществ: Справочник. М.: Дрофа, 2007.
- Ефимов А.И., Белорукова Л.П., Василькова И.В., Чечев В.П. Свойства неорганических соединений: Справочник. Л.: Химия, 1983.

____ ЛАБОРАТОРНАЯ ____ ТЕХНИКА ____

УДК 621.382.2:621.039.556

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ СТОЙКОСТИ СВЕТОДИОДОВ К ОБЛУЧЕНИЮ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ НА РЕАКТОРЕ ИРТ-Т

© 2021 г. А. В. Градобоев^{*a,b*}, Е. А. Бондаренко^{*a,**}, В. А. Варлачев^{*a*}, Е. Г. Емец^{*a*}, В. В. Седнев^{*b*}

^а Национальный исследовательский Томский политехнический университет Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30 ^b AO "Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов" Россия, 634034, Томск, ул. Красноармейская, 99a

**e-mail: eab17@tpu.ru* Поступила в редакцию 27.01.2021 г. После доработки 12.02.2021 г. Принята к публикации 17.02.2021 г.

Описана методика исследования стойкости светодиодов и.к.-диапазона длин волн к воздействию быстрых нейтронов на реакторе ИРТ-Т. Для горизонтального экспериментального канала ГЭК-6 реактора ИРТ-Т разработан фильтр, поглощающий тепловые нейтроны, на основе карбида бора и кадмия. Показана идентичность деградационных процессов в светодиодах при воздействии быстрых нейтронов с импульсным (реактор БАРС-4) и непрерывным (ГЭК-6 реактора ИРТ-Т) флюенсом. Разработанная методика может быть рекомендована для исследования стойкости различных материалов и изделий электронной техники к воздействию быстрых нейтронов в различных режимах облучения.

DOI: 10.31857/S0032816221040066

введение

Возрастающий спрос на изделия электронной техники (и.э.т.) с повышенной радиационной стойкостью приводит к необходимости создания новых экспериментальных установок для исследования этого параметра. В настоящее время для исследования стойкости и.э.т. к воздействию быстрых нейтронов используют установки, как, например, реактор БАРС-4 [1–3]. Следует отметить, что исследования на реакторе БАРС-4 достаточно дорогие и длительные по времени, поскольку необходимо проводить воздействия в диапазоне нескольких порядков флюенсов быстрых нейтронов.

Вместе с тем исследовательский ядерный реактор ИРТ-Т имеет большой набор технических средств для решения научно-технических задач по развитию имеющихся и созданию новых установок в сфере радиационных и ядерных технологий. Реактор оборудован горизонтальными и вертикальными экспериментальными каналами, и при работе на мощности 6 МВт максимальная плотность потока тепловых нейтронов составляет $1.4 \cdot 10^{14}$ см⁻² с⁻¹, а быстрых – $2.8 \cdot 10^{13}$ см⁻² с⁻¹ [4].

Таким образом, исследовательский ядерный реактор ИРТ-Т обладает большим потенциалом для проведения и развития исследований в области создания пучков выведенных нейтронов с требуемыми энергетическими спектрами с целью изучения радиационной стойкости различных материалов, отработки методик физических измерений и калибровки детекторов нейтронов.

Целью данной работы является разработка методики исследования стойкости и.э.т. к воздействию быстрых нейтронов на исследовательском реакторе ИРТ-Т. Проведение исследований радиационной стойкости различных материалов и изделий на ИРТ-Т позволит существенно снизить стоимость и сократить время исследований.

Реакторы БАРС-4 и ИРТ-Т существенно отличаются энергетическими спектрами нейтронов: спектр ИРТ-Т содержит большое количество тепловых нейтронов. Поэтому для достижения поставленной цели необходимо разработать фильтр, эффективно поглощающий тепловые нейтроны, после чего сравнить полученные на ИРТ-Т с использованием этого фильтра результаты с данными исследования радиационной стойкости и.э.т. на реакторе БАРС-4.



Рис. 1. Спектры нейтронов реактора БАРС-4 и реактора ИРТ-Т в канале ГЭК-6 после разработанного фильтра.

ФИЛЬТР ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

На базе горизонтального экспериментального канала ГЭК-6 реактора ИРТ-Т был разработан фильтр на основе карбида бора и кадмия [5]. Расчет параметров фильтра выполнен с использованием пакета программ MCU-PTR [6]. Путем варьирования геометрических размеров были определены наиболее оптимальные параметры фильтра, при которых спектр нейтронов после фильтра наиболее близок к спектру реактора БАРС-4. На рис. 1 приведены в сравнении спектры нейтронов реактора БАРС-4 и реактора ИРТ-Т в канале ГЭК-6 после разработанного фильтра.

Согласно рис. 1, модифицированный нейтронный спектр канала ГЭК-6 реактора ИРТ-Т после разработанного фильтра имеет схожие параметры со спектром реактора БАРС-4. Это подтверждают, в частности, значения средних энергий спектров: для ГЭК-6 реактора ИРТ-Т она равна 1.288 МэВ, а для БАРС-4 – 1.215 МэВ.

Таким образом, использование фильтра для поглощения тепловых нейтронов в канале ГЭК-6 реактора ИРТ-Т позволило создать установку для проведения исследования стойкости и.э.т. к воздействию быстрых нейтронов с непрерывным флюенсом.

Установка содержит металлическую штангу для закрепления исследуемых объектов. Электродвигатель дистанционно загружает штангу с образцом в экспериментальный канал реактора диаметром 100 мм, что позволяет помещать облучаемый образец в выведенный после фильтра пучок нейтронов на необходимом расстоянии от активной зоны реактора. При этом изменением расстояния между объектом исследования и выведенным после фильтра пучком быстрых нейтронов можно менять плотность потока последних. Имеется возможность проведения исследований как в пассивном (без наложения внешних электрических полей), так и в активном режиме питания с проведением контроля изменения параметров и.э.т. в процессе воздействия. Также осуществляется контроль температуры облучения. Флюенс быстрых нейтронов контролируется по расстоянию от объекта облучения до фильтра и по времени облучения.

ОБЪЕКТЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ

Для оценки эффективности разработанной установки были выполнены сравнительные исследования радиационной стойкости промышленных светодиодов (с.д.) инфракрасного (и.к.) диапазона длин волн, изготовленных на основе гетероструктур AlGaAs. Гетероструктуры были получены методом жидкофазной эпитаксии. При изготовлении с.д. были использованы стандартные методы создания омических контактов, фотолитографии и разделения пластин на отдельные кристаллы (чипы). Полученные таким образом кристаллы монтировали в корпус из оптического компаунда, который содержал линзу для создания узконаправленного потока излучения. Светодиоды излучали в диапазоне длин волн 750-900 нм. По результатам предварительных исследований было установлено, что используемый оптический компаунд не вносит вклада в поглощение света во всем диапазоне используемых флюенсов быстрых нейтронов. Рекомендуемый рабочий ток для данных с.д. $I_{op} = 50$ мА.

Произвольным образом были сформированы две партии с.д., по 30 штук каждая. Партия № 1 с.д. была предназначена для исследования радиационной стойкости на реакторе БАРС-4, а партия № 2 – для исследований на реакторе ИРТ-Т.

В процессе исследований для каждого с.д. измеряли прямую ветвь вольт-амперной характеристики (в.а.х.) и ватт-амперную характеристику (вт.а.х.) в фотометрическом шаре с использованием специального измерительного комплекса до и после облучения в непрерывном режиме питания.

Измерительный комплекс позволял измерять прямое напряжение с.д. от 0 до 5 В в диапазоне прямых токов 0–500 мА с шагом не менее 1 мА. При этом погрешность задания прямого тока от установленного уровня составляла $\pm 3\%$, а по-грешность измерения мощности излучения с.д. – $\pm 5\%$. Полученные результаты измерений обрабатывались методами математической статистики. Каждую партию исследуемых с.д. характеризовали средними значениями измеряемых параметров.

Разброс мощности излучения в обеих партиях с.д. до облучения не превышал $\pm 10\%$, а после облучения возрастал до $\pm 15\%$. Отметим, что при графическом представлении полученных экспериментальных данных мы не приводим доверительные интервалы, а даем только средние значения измеряемых величин. Это сделано с целью уменьшения информационной нагрузки на представляемый графический материал.

При проведении исследований осуществлялся как последовательный набор флюенса быстрых нейтронов (для 20 штук с.д. в каждой партии), так и однократное облучение (10 штук в каждой партии с.д.). Сопоставление экспериментальных результатов, полученных таким образом, позволит сделать вывод о вкладе отжига радиационных дефектов в процессе измерения контролируемых характеристик с.д. в результат измерения в.а.х и вт.а.х. с.д. Все измерения были выполнены в течение 24 ч после окончания облучения. Уровень воздействия быстрых нейтронов характеризовали флюенсом частиц F_n , нейтроны/см².

Во всех случаях облучение быстрыми нейтронами проводили в пассивном режиме питания, т.е. без пропускания рабочего тока, в нормальных климатических условиях. При этом электрические выводы с.д. были разомкнуты (обрыв), что позволило исключить разделение электроннодырочных пар при облучении [7].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТОЙКОСТИ СВЕТОДИОДОВ К ОБЛУЧЕНИЮ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Рассмотрим изменение в.а.х. и вт.а.х. при облучении с.д. быстрыми нейтронами. Прежде всего, следует отметить, что результаты исследований, полученные при последовательном наборе флюенса быстрых нейтронов, полностью согласуются с результатами, полученными при однократном облучении как для реактора БАРС-4, так и для реактора ИРТ-Т. Это позволяет полностью исключить проявление отжига вводимых радиационных дефектов в процессе измерений контролируемых характеристик с.д., а также в процессе их хранения при последовательном наборе требуемого флюенса быстрых нейтронов.

Рассмотрим изменение в.а.х. при облучении. На рис. 2 представлены типичные прямые ветви в.а.х. светодиодов до облучения при минимальном и максимальном напряжении питания и максимальном рабочем токе. Из рис. 2 следует, что исходные с.д. отличаются величиной сопротивления омических контактов [8]. Кроме того, согласно рис. 2, на в.а.х. можно выделить области низких (*LC*) и высоких (*HC*) токов. При этом гра-



Рис. 2. Типичная прямая ветвь в.а.х. с.д. до облучения для минимального (1) и максимального (2) напряжений питания при рабочем токе $I_{op} = 200$ мА. LC – область низких токов, BT – область высоких токов.

ница перехода *LC*–*HC* практически идентична по значению рабочего тока.

В результате исследований установлено, что облучение быстрыми нейтронами во всем диапазоне исследуемых флюенсов для всех исследуемых партий с.д. не приводит к изменению в.а.х. Наблюдаемые в процессе исследований отклонения можно полностью объяснить погрешностью измерений. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что облучение быстрыми нейтронами не приводит к изменению электрофизических характеристик активного слоя с.д. и, следовательно, не изменяет свойств *p*-*n*-перехода с.д. В этом случае можно однозначно утверждать, что снижение мощности излучения с.д. при облучении быстрыми нейтронами будет обусловлено только изменением соотношения излучательная рекомбинация/безызлучательная рекомбинация.

Далее рассмотрим изменение вт.а.х. при облучении. На рис. 3 показано изменение вт.а.х. при облучении с.д. быстрыми нейтронами на реакторе БАРС-4. Идентичные результаты были получены и при облучении на реакторе ИРТ-Т.

На основании результатов исследования влияния облучения быстрыми нейтронами на вт.а.х. светодиодов можно сделать вывод, что наблюдаемое относительное снижение мощности излучения с.д. во всех рассматриваемых условиях облучения практически не зависит от величины рабочего тока. Об этом свидетельствует неизменность наклона вт.а.х. при различных уровнях облучения. Для того чтобы сопоставить результаты облучения на реакторах БАРС-4 и ИРТ-Т, рассмотрим относительное изменение мощности излучения с.д. при рабочем токе $I_{\text{раб}} = 50$ мА (рис. 4).



Рис. 3. Изменение вт.а.х. светодиодов в результате облучения на реакторе БАРС-4 при F_n , нейтроны/см²: $1 - 0; 2 - 1.74 \cdot 10^{12}; 3 - 2.06 \cdot 10^{12}; 4 - 4.24 \cdot 10^{12}; 5 - 2.4 \cdot 10^{13}.$

Наблюдаемые различия экспериментальных данных можно полностью объяснить погрешностью измерения мощности излучения с.д. Таким образом, использование разработанной установки позволяет исследовать радиационную стойкость различных и.э.т. в достаточно широком диапазоне флюенсов быстрых нейтронов, при этом существенно сокращаются материальные и временные затраты на проведение исследований. Это позволяет сделать вывод, что существуют все предпосылки для развертывания на реакторе ИРТ-Т комплекса по проведению радиационных испытаний различных и.э.т.



Рис. 4. Изменение мощности излучения с.д. ($I_{op} = 50$ мА) при облучении быстрыми нейтронами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем основные результаты, полученные в данной работе.

1. На основе горизонтального экспериментального канала ГЭК-6 реактора ИРТ-Т и разработанного фильтра для поглощения тепловых нейтронов создана установка для проведения исследований радиационной стойкости различных материалов и и.э.т. к облучению быстрыми нейтронами.

2. Представлена методика исследования стойкости светодиодов и.к.-диапазона длин волн к воздействию быстрых нейтронов на реакторе ИРТ-Т.

3. Экспериментально доказана идентичность воздействия быстрых нейтронов на с.д. при облучении как на реакторе БАРС-4, так и на ИРТ-Т.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Anashin V.S., Ishutin I.O., Ulimov V.N. // Problems of Perspective Micro- and Nanoelectronic Systems Development – Proceedings. Moscow: IPPM RAS, 2010. P. 233–236.
- Ненадышин Н.Н., Членов А.М. // Импульсные реакторы: история создания и перспективы использования: Труды межотраслевой научной конференции. Саров, 2015. Т. 1. С. 91–93.
- 3. The pulse solid-core dual-zone reactor on fast neutrons BARS-4. http://www.niipriborov.ru/model_ustan-ov.html.
- 4. Варлачев В.А., Солодовников Е.С., Дудкин Г.Н. // Известия вузов. Физика. 2010. Т. 53. № 10/2. С. 304.
- Бондаренко Е.А., Варлачев В.А., Градобоев А.В., Седнев В.В. // Перспективные материалы конструкционного и функционального назначения: сборник научных трудов Международной научно-технической молодежной конференции. Томск, 2020. С. 18–20.
- Шкаровский Д.А. Описание применения и инструкция для пользователей программ, собранных из модулей пакета MCU-5. М.: МИФИ, 2012. С. 11.
- Gradoboev A.V., Sednev V.V. // Applied Mechanics and Materials. 2015. V. 770 P. 522. https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMM.770.518
- Градобоев А.В., Симонова А.В., Орлова К.Н. // Журнал радиоэлектроники. 2019. № 1. С. 1–14. http://jre.cplire.ru/jre/jan19/8/text.pdf DOI https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.1.8

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 4, с. 133–140

= ЛАБОРАТОРНАЯ ____ ТЕХНИКА ____

УДК 621.317.799

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАРЯДНО-РАЗРЯДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРИЧНЫХ ХИМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ТОКА

© 2021 г. С. Э. Мочалов^{*a*,*}, А. В. Антипин^{*a*}, А. Р. Нургалиев^{*a*}, Д. В. Колосницын^{*a*}, В. С. Колосницын ^{*a*,**}

^а Уфимский институт химии — обособленное структурное подразделение Уфимского федерального исследовательского центра РАН Россия, 450054, Республика Башкортостан, Уфа, просп. Октября, 69 *e-mail: mochalov.sergey@googlemail.ru **e-mail: kolos@anrb.ru Поступила в редакцию 25.01.2021 г. После доработки 29.01.2021 г. Принята к публикации 12.02.2021 г.

Описан многоканальный аппаратно-программный комплекс для исследования электрохимических ячеек при зарядно-разрядном циклировании. Комплекс состоит из 16-ти идентичных модулей каналов, управляемых бортовым компьютером. Каждый канал представляет собой четырехдиапазонный потенциостат/гальваностат, позволяющий проводить независимые эксперименты. Модули допускают горячую замену во время работы. Для каждого канала имеется возможность подключения внешних датчиков с аналоговым выходом. Реализованная архитектура клиент—сервер позволяет управлять экспериментом, получать результаты измерений и администрировать устройство удаленно с клиентских компьютеров по локальной сети или через Интернет. В состав комплекса входит развитое программное обеспечение для численной обработки и визуализации экспериментальных данных.

DOI: 10.31857/S0032816221040078

введение

В настоящее время во всем мире активно проводятся исследования, направленные на разработку электрохимических накопителей энергии (электрохимических аккумуляторов) различного типа и назначения [1, 2]. Основным методом исследований является измерение зарядно-разрядных характеристик аккумуляторных электрохимических ячеек и отдельных электродов при длительном циклировании в различных режимах поляризации. Длительность циклирования современных аккумуляторов должна составлять не менее 500—1000 циклов.

Единственный способ сокращения времени исследования — одновременное проведение большого количества измерений. Для этого используют специализированные многоканальные потенцистаты/гальваностаты, получившие название "battery tester" или "battery cycler" [3]. Такие устройства выпускаются серийно в России и в мире компаниями Electrochemical Instruments, Bitrode, Maccor, Neware, BioLogic, Gamry и т.д. В большинстве своем это близкие по характеристикам приборы, часто предназначенные для измерения параметров готовых изделий. Номенклатура приборов, выпускаемых в России, невелика, а их характеристики зачастую существенно уступают лучшим мировым аналогам. Использование в российской лабораторной практике иностранных приборов часто осложнено тем, что зарубежные производители батарейных тестеров, как правило, не имеют официальных представительств в России, что затрудняет приобретение, ремонт и обслуживание приборов.

На основании многолетнего опыта в области разработки электрохимических накопителей энергии, а также опыта эксплуатации батарейных тестеров как собственной разработки [4, 5], так и зарубежных производителей мы сформулировали требования к оптимальной исследовательской системе, которая должна представлять собой аппаратно-программный комплекс и отвечать приведенным ниже условиям.



Рис. 1. Блок-схема 16-канального батарейного тестера ВТ4-100РG. Y_1 – операционный усилитель ОР07С; Y_2 – бустер BUF634T (Burr-Brown); Y_3 и Y_4 – инструментальные усилители AD620AR (Analog Devices); AIIII – аналого-цифровой преобразователь AD7691BRMZ (Analog Devices); IIAII – цифроаналоговый преобразователь AD5542ARZ (Analog Devices); MK – микроконтроллер ATMega128A-AU; K_1 – K_3 – миниатюрные реле G6K-2F-Y (OMRON Corporation).

Требования к аппаратной части

Потенциостаты/гальваностаты каналов и устройство в целом должны:

 иметь широкий диапазон регулирования и регистрации поляризующего тока (3–4 десятичных диапазона) и потенциала рабочего и вспомогательного электрода;

 – работать в гальвано- и потенциостатическом режиме с возможностью подключения образцов по 2-, 3- и 4-электродной схеме;

 поляризующая цепь должна быть биполярной для возможности исследования отдельных электродов при всех возможных сочетаниях полярности тока и потенциала рабочего электрода;

 обеспечивать гальваническое отключение образца при аварийном отключении прибора;

 иметь возможность измерять дополнительные параметры от внешних датчиков;

 обеспечивать возможность замены модуля потенциостата канала без выключения всего устройства (hot swap).

Требования к программному обеспечению устройства

Программное обеспечение (п.о.) устройства должно:

 обеспечивать непрерывную устойчивую работу в течение нескольких месяцев или даже лет;

 не иметь ограничений по длительности циклирования и объему получаемых экспериментальных данных;

 обеспечивать возможность модификации сценария эксперимента во время его исполнения;

 обеспечивать удаленный доступ по локальной сети или через интернет для получения измеренных данных, управления экспериментом, администрирования и обновления п.о. с любого пользовательского компьютера с соответствующими правами доступа.

Требования к программному обеспечению обработки результатов эксперимента

Программное обеспечение обработки экспериментальных данных должно обеспечивать:

 обработку текущих и завершенных экспериментов;

отображение информации в удобном графическом виде;

 – расчет энергетических характеристик по циклам и зарядно-разрядным шагам циклов;

 усреднение однотипных экспериментальных данных, полученных в ходе проведения параллельных экспериментов;

— экспорт данных во внешние офисные приложения (Word, Microsoft Excel и т.д.);

 импорт данных из внешних приложений и обработку экспериментальных данных, полученных с помощью батарейных тестеров различных производителей (мультиформатность).

В данной статье описан разработанный нами аппаратно-программный комплекс, который соответствует перечисленным выше требованиям.

ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА

Аппаратная реализация

Блок-схема 16-канального батарейного тестера ВТ4-100РG приведена на рис. 1. Устройство представляет собой набор из 16-ти независимых модулей потенциостатов/гальваностатов, подключенных к управляющему компьютеру через преобразователь интерфейсов RS-485/USB.

Регулирующее звено потенциостата реализовано на усилителе Y_1 (OP07C) с бустером (BUF634T, Burr-Brown) по классической схеме с заземленным токоизмерительным резистором. Токоизмерительные термостабильные резисторы $R_1 - R_4$ (С2-29) определяют 4 диапазона измерения/регулирования поляризующего тока: ± 0.1 , ± 1 , ± 10 , ±100 мА. Выбор диапазона осуществляется переключателем K_4 . Инструментальные усилители Y_3 и Y_4 (AD620AR, Analog Devices) формируют сигналы потенциала и тока соответственно. Ключ K_1 коммутирует выходы формирователей Y_3 или Y_4 через резисторы обратной связи на вход Y_1 , переключая режим работы с потенциостатического на гальваностатический соответственно. В качестве задатчика уровня поляризации использован 16-разрядный цифроаналоговый преобразователь ЦАП (AD5542ARZ, Analog Devices). Потенциал, ток, напряжение на вспомогательном электроде и сигнал от внешнего датчика измеряются 18-разрядным аналого-цифровым преобразователем АЦП (AD7691BRMZ, Analog Devices). При отключении питания модуля канала, в том числе при аварийном отключении питающей сети, объекты измерений гальванически отключаются нормально разомкнутыми контактами ключей K_2 и K_3 , обеспечивая сохранность образцов. Все используемые ключи – миниатюрные реле G6К-2F-Y (OMRON Corporation).

Управление всей периферией модуля (ЦАП, АЦП, коммутирующими ключами), а также связь с управляющим компьютером осуществляет 8-разрядный микроконтроллер *МК* (ATMega128A-AU). Для связи управляющего компьютера с модулями выбран широко распространенный в автоматизированных системах коммуникационный протокол Modbus [6]. Применение стандартного протокола позволяет использовать библиотеки с открытым исходным кодом при реализации связи на уровне управляющего компьютера.

Управляющий компьютер и модули потенциостатов/гальваностатов объединены между собой посредством интерфейса RS-485, для чего используются преобразователи USB/RS-485. В устройстве 4 таких преобразователя, реализующих 4 шины RS-485, к каждой их них подключено по 4 модуля. Такое решение позволяет распараллелить работу с модулями со стороны управляющего компьютера и повысить тем самым частоту обновления информации на управляющем компьютере. В каждом модуле имеется гальваническая развязка интерфейса RS-485.

Устройство выполнено в 19" конструктиве стандарта МЭК297 (рис. 2). При изготовлении использовались корпусные детали и модули производства Schroff [7]. Модули потенциостатов вставлены в



Рис. 2. ВТ4-100РG с макетами аккумуляторов в термостате.

слоты каркаса шасси прибора и подключены к объединительной плате каркаса через многоконтактный разъем. Адрес модуля определяется его позицией в каркасе шасси прибора. Использование раздельных блоков питания для компьютера и модулей канала в сочетании с оптической изоляцией интерфейса дало возможность горячей замены модуля канала без остановки экспериментов и выключения всего устройства.

Программное обеспечение

Программное обеспечение управления экспериментом реализовано на основе архитектуры клиент—сервер, поэтому устройством можно управлять и обмениваться данными удаленно с любого внешнего (клиентского) компьютера через локальную сеть или Интернет. Для обеспечения удаленного доступа каждому устройству назначается статический IP-адрес, в целях сетевой безопасности присваивается логин и пароль.

Передача управляющих команд от клиентского компьютера к устройству и прием текущих данных из устройства осуществляются по ТСР/ІР-протоколу. Результаты измерений и сценарии экспериментов хранятся в виде отдельных файлов на жестком диске управляющего компьютера аппаратно-программного комплекса, обмен файлами между устройством и клиентом реализован по FTP-протоколу. Доступ к устройству по FTP возможен только после аутентификации по логину и паролю пользователя. Для работы с файлами данных по FTP могут использоваться стандартные файловые менеджеры (проводник, FAR или Total Commander в OC Windows, Nautilus в OC UNIX и т.д.). Возможность передачи файлов с экспериментальными данными по стандартному FTPпротоколу позволяет реализовать стандартными средствами любой операционной системы резервное копирование получаемых экспериментальных данных, организовывать системы сбора данных с использованием NI DataFinder [8] или другого аналогичного п.о.

Удаленный доступ по локальной сети или через интернет позволяет также дистанционно осуществлять сервисное обслуживание прибора и обновление его п.о.

Программное обеспечение аппаратно-программного комплекса условно можно разделить на следующие уровни:

- встроенное микропрограммное обеспечение модулей потенциостатов, записанное в энергонезависимой памяти микроконтроллеров модулей и предназначенное для управления узлами модуля (ЦАП, АЦП и др.), предварительной обработки измеренных данных и для обмена данными с управляющим компьютером устройства;

 п.о. сервера, работающее под управлением операционной системы управляющего компьютера устройства и предназначенное для управления модулями потенциостатов, проведения независимых экспериментов в различных каналах и обмена данными с клиентскими компьютерами;

 п.о. клиента, размещаемое на клиентских компьютерах и предназначенное для удаленного управления устройством, программирования и редактирования эксперимента, отображения текущего состояния устройства и результатов измерений и обмена файлами данных с устройством;

 п.о. обработки данных, размещаемое на клиентских компьютерах и предназначенное для численной обработки результатов экспериментов и их визуализации.

Встроенное микропрограммное обеспечение модуля потенциостата-гальваностата осуществляет управление узлами модуля и реализует протокол связи Modbus RTU с управляющим компьютером устройства. Оно написано на языке Си в среде Atmel Studio.

Каждый модуль является Modbus-сервером. Программа управляющего компьютера задает все необходимые режимы работы модуля и его входные данные и получает текущие измеренные данные от модуля.

Входными данными, передаваемыми через протокол Modbus, являются: режим работы ("*pstat*", "*gstat*", "*idle*", "*cell off*"), величина тока/напряжения.

В основном цикле работы канала с помощью $A \amalg \Pi$ измеряются следующие данные: выходной ток, выходное напряжение, заданное напряжение (контроль $\amalg A \Pi$), напряжение на вспомогатель-

ном электроде и напряжение на четырех вспомогательных каналах. По каждому каналу реализована цифровая фильтрация, эффективно подавляющая помеху сети промышленной частоты 50 Гц. Реализованная частота обновления всех измеряемых каналов модуля составляет 10 Гц.

Все измеренные значения доступны по Modbus RTU как в виде кодов $A \coprod \Pi$, так и в 4-байтном формате с плавающей точкой (ток в миллиамперах, напряжение в милливольтах).

Программное обеспечение сервера. Серверная часть работает на одноплатном управляющем компьютере прибора под управлением Unix-подобной операционной системы NetBSD [9]. Эта операционная система показала надежную и устойчивую работу за более чем десятилетнюю историю эксплуатации в предыдущих поколениях сайклеров [4, 5] и других устройствах, разработанных в нашей лаборатории [10].

Основная задача серверной части п.о. — это устойчивый сбор данных с каналов потенциостата/гальваностата и управление ходом цикла измерений, а также обеспечение надежной связи с клиентскими (удаленными) компьютерами.

Полученные от модулей каналов данные записываются в соответствующий файл, расположенный на жестком диске управляющего компьютера, входящего в состав аппаратно-программного комплекса. Имя файла, в который будут записаны экспериментальные данные, задается оператором при запуске эксперимента. Использование жесткого диска (HDD или SDD) для хранения экспериментальных данных практически полностью снимает ограничение по их объему, который может быть получен за один эксперимент. Объем памяти, необходимый для хранения одной экспериментальной точки, составляет всего 51 байт. Файл эксперимента, длившегося более 670 ч, содержит 28.5 тысячи экспериментальных точек и занимает на диске 1.5 Мбайт. Современные накопители имеют объем в сотни, а иногда и тысячи гигабайт, что позволяет хранить данные порядка миллиона циклов. Надежность хранения данных может быть повышена при использовании отказоустойчивого дискового RAID-массива.

Серверное п.о. состоит из независимых программных модулей или служб (daemon), которые "общаются" между собой, используя различные методы межпроцессного взаимодействия (IPC).

Связь клиентских компьютеров с процессами, занимающимися непосредственно циклированием ячеек, обеспечивается центральной службой smux, которая мультиплексирует произвольное

8	MB_Cyc	ler 24.01.202	20															-	×
٢		Cycle	Step	time, hms	i, <mark>m</mark> A	U, mV	Uaux, mV	Uextr, mV	Name		State	0	ycler \$	SPI/MO	DBU	S 8 D/	ATE 2	020.01.3	
0	hannel 1	70	disch2	280:25:10	2.4982	28.4576	30.4794	0.1526	i21012	1_5_1_116_0	s	а	Setup	Ш	►	Ð		View	Calc
0	hannel 2	135	charge1	1312:33:3	0.4994	2027.1683	2027.1683	0.6485	k1512	20_116_02.cy	s	-a [Setup	Ш		Ð		View	Calc
	hannel 3	88	charge1	983:26:43	0.5013	2188.6063	2189.1022	-1.5259	h2912	20_116_03.cy	s	а	Setup	П		Ð		View	Calc
Ľ	Progra	m for chan	nel N 02												_				×
L		Step num	Step		Value	End Ste	p if	Value	goto	Sample if		Value	^						
L		1	Icharge	e, mA	0.5	time "hm	is" >	22h	2	dt.s>		240							
ľ						Uw, [mV]>	2800	2	dU , mV≯		20							
ľ		2	ldisch,	mA	-1	time "hm	is">	22h	1	dt.s>		120							
l						Uw, [mV]<	1200	1	[dU], mV≯		20							
I		3	cycle, r	number	300	-													
l		4	stop																
Ľ									-			-	-						
Ľ												-	-					C	ancel
Ľ												-	-						
l	T			0-1	Lanasi	dianation.							~					_	Set
l	lest g	rid			li speci	lication-	51220 1	16 02 0		ell descrin	tion.								_
	Сору	channel	01		filed	lata:	STEE0_1	10_01.0	,,	on accomp									
S	R	Load from	n file																
I	E	St. C	c1_																
1		ave to	me																
F													-		-	-			

Рис. 3. Рабочие окна клиентской программы.

количество клиентов между 16-ю (по количеству каналов) канальными программными модулями.

В свою очередь каждый канальный программный модуль (schan), исполняющийся независимо от других, управляет оборудованием потенциостата канала по протоколу Modbus, используя службы связи modbusgw. Непосредственное исполнение канального процесса осуществляется интерпретатором языка Lua [11]. Сам интерпретатор Lua не является частью какого-либо рабочего процесса, таким образом, исполнение канального программного модуля полностью определяется запущенным исполняемым кодом (скриптом) интерпретатора. Файл скрипта, соответствующий сценарию эксперимента, доставляется серверу от клиентского компьютера по FTP.

Такое построение п.о. из независимых программных модулей обеспечивает необходимую устойчивость работы — "падение" одного из программных модулей не влияет на работоспособность остальных и выполнение задачи в целом. Восстановление нерабочих процессов осуществляется их перезапуском средствами удаленного администрирования операционной системы. Для диагностирования состояния п.о. и определения причин возможных его отказов в системе непрерывно ведется запись журнала событий средствами операционной системы.

Программное обеспечение клиента. После запуска управляющей программы на удаленном клиентском компьютере и установления связи с устройством открывается основное окно клиентского приложения (задний план рис. 3). Для каждого канала в соответствующей строке отображаются текущие экспериментальные данные: номер цикла, идентификатор шага, время, измеренные токи и напряжения, имя файла данных, статус состояния. В правой части строки расположены элементы управления, позволяющие начать эксперимент, принудительно его остановить или перейти на следующий шаг цикла измерений. Кнопкой "Setup" можно открыть окно редактора цикла измерений. Также можно запустить утилиту быстрого просмотра циклов "View" или программу численной и графической обработки результатов "Calc".

Окно редактора цикла измерений показано на переднем плане рис. 3. Цикл измерений состоит из последовательности пронумерованных шагов. Для каждого шага задаются тип шага (*Step*), амплитуда поляризации (*Value*), условия завершения текущего шага (*End Step if*) и условия записи результатов измерений в файл (*Sample if*).

Тип шага выбирается из списка, содержащего режимы гальваностатического и потенциостатического заряда/разряда и режим "*idle*". При выборе режима "*idle*" размыкается ключ K_2 (см. рис. 1), отключая цепь поляризации ячейки, и через нее протекает только ток цепи измерения потенциала ~ 10^{-9} A.

Последовательность исполнения шагов определяется выполнением условий завершения шага (*End Step if*) с соответствующими параметрами (*Value*) и меткой перехода (*go to*). Условиями за-



Рис. 4. Внешний вид интерфейса программы для обработки данных циклирования электрохимических ячеек.

вершения шага могут быть предельное время или значение емкости на исполняемом шаге, превышение предельного значения тока или потенциала. Параметры условий перехода *Value* могут задаваться численно либо определяться результатами исполнения предыдущих шагов.

После подтверждения завершения редактирования табличное представление эксперимента транслируется в исполняемый код (скрипт) интерпретатора Lua. Файл с транслированным сценарием эксперимента сохраняется на клиентском компьютере и отправляется по FTP на сервер. Далее по TCP/IP на сервер отправляются команды для загрузки этого файла в контекст программы и вызова соответствующих процедур инициализации.

Реализованное решение с внедренным интерпретатором Lua позволяет изменять не только параметры, но и саму структуру сценария эксперимента во время его исполнения. Кроме того, это обеспечивает проведение экспериментов, для которых невозможно табличное представление.

Для удобства проведения однотипных экспериментов предусмотрено сохранение их сценариев в файлах на диске клиентского компьютера и копирование из одного канала в другой.

Непосредственно из клиентской программы можно вызвать программу численной и графической обработки результатов эксперимента для выбранного канала. После этого соответствующий файл с текущими данными скачивается на клиентский компьютер по протоколу FTP, и запускается программа для обработки этого файла. Также эта программа может быть запущена самостоятельно для обработки файла данных из уже имеющихся на клиентском компьютере файлов с помощью стандартного диалогового окна.

Файл циклирования состоит из двух секций: в первой части содержится описание циклируемой ячейки, во второй — сохраняются экспериментальные данные. Описание ячейки включает в себя состав и габариты положительного и отрицательного электродов, массу активного вещества и пр. Экспериментальные данные представляют собой таблицу из экспериментальных точек. Каждая точка содержит информацию о номере цикла и шага, времени от начала эксперимента, потенциале на ячейке и токе, проходящем через ячейку.

Также файл может содержать данные, полученные от подключенных внешних датчиков, таких как датчики толщины электродного модуля (при дилатометрических исследованиях), датчики давления (при изучении изменения давления внутри электрохимической ячейки в процессе длительного циклирования) и др.

Программное обеспечение обработки данных. Вид рабочего окна разработанного п.о. [12] для обработки экспериментальных данных приведен на рис. 4.

Разработанное п.о. позволяет рассчитать:

 отданные и полученные емкость и энергию на единицу массы активного вещества или на единицу площади электрода;

 поляризационное сопротивление электрохимической ячейки в различных зарядовых состояниях на различных циклах;

 кулоновскую эффективность циклирования;

среднее зарядное и разрядное напряжение;

 изменение емкости при циклировании в обычных и логарифмических координатах;

ток саморазряда;

 соотношение длин высоковольтной и низковольтной площадок разрядных и зарядных кривых;

 изменение толщины ячейки в зависимости от количества пропущенного электричества (при наличии соответствующих данных в обрабатываемом файле);

 проводить усреднение различных данных, полученных при выполнении параллельных экспериментов по различным алгоритмам.

Все данные визуализируются, доступны несколько видов графиков:

1) зарядно-разрядные кривые:

 – зависимость напряжения на ячейке от времени циклирования,

- зависимость напряжения на ячейке от SoC (State of Charge) [13, 14],

— зависимость напряжения на ячейке от отданной/полученной емкости на единицу массы,

 зависимость напряжения на ячейке от отданной/полученной емкости на единицу поверхности электрода,

 – зависимость тока, проходящего через ячейку, от времени;

2) емкостные характеристики:

- SoH (State of Health) от цикла,

- отданная и полученная емкость на цикле,

- кулоновская эффективность,

 – соотношение емкостей на высоковольтной и низковольтной площадках;

3) энергетические характеристики:

 – зависимость отданной и полученной энергии на цикле,

 эффективность преобразования энергии на цикле;

4) поляризационные характеристики:

— зависимость поляризационного сопротивления ячейки от SoC на разных циклах,

 изменение поляризационного сопротивления ячейки при заданных значениях SoC на разных циклах;

5) сигнал от внешнего датчика:

 например, зависимость изменения толщины ячейки от времени циклирования (или количества циклов), измеренная дилатометрическим датчиком.

Также в программе возможна обработка экспериментальных данных, полученных в ходе проведения параллельных экспериментов. Для этого в программе реализованы различные варианты усреднения данных: усреднение нормированных данных, нормировка с последующим усреднением, усреднение без нормировки.

139

Все данные (как полученные экспериментально, так и рассчитанные) могут быть экспортированы либо в графическом виде как рисунки, либо в виде табличных данных для последующей обработки в таких приложениях, как Origin, Microsoft Excel, Microsoft Word и т.д.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и изготовлен многоканальный аппаратно-программный комплекс для исследования зарядно-разрядных характеристик электрохимических ячеек. Комплекс позволяет удаленно, через локальную сеть или Интернет, с использованием любого компьютера с установленным п.о. осуществлять контроль за ходом эксперимента, изменять в случае необходимости программу проведения эксперимента, останавливать эксперимент.

Разработанное п.о. для обработки экспериментальных данных позволяет рассчитывать широкий спектр параметров аккумуляторных ячеек, таких как зарядная и разрядная емкости, скорость деградации емкости, удельная весовая емкость, удельная поверхностная емкость, кулоновская эффективность, поляризационное сопротивление электрохимических ячеек при различных зарядовых состояниях и на различных циклах, скорость саморазряда электрохимической ячейки, среднее зарядное и разрядное напряжение на ячейке и т.д.

Модульная структура п.о. обеспечивает интегрирование разработанного аппаратно-программного комплекса в существующие системы хранения и обработки экспериментальных данных.

Применение разработанного аппаратно-программного комплекса в лабораторной практике позволило практически не снизить объем проводимых экспериментальных исследований в период пандемии COVID19 в 2020 г., когда был ограничен доступ сотрудников в лабораторные помещения.

Изготовленные экземпляры устройства показали надежную работу в течение более чем двухлетнего срока эксплуатации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Zubi Gh., Dufo-López R., Carvalho M., Pasaoglu G. // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2018. V. 89. P. 292. https://doi.org/10.1016/j.rser.2018.03.002

- 2. Energy Technology Perspectives Foreword. Special Report on Clean Energy Innovation IEA Publications. International Energy Agency. Typeset in France by IEA July 2020. Cover design: Website: www.iea.org
- Сайт поставщика научного оборудования ST Instruments, URL: https://www.stinstruments.com/ electrochemistry/battery-cycler/ (дата обращения 23.10.2020).
- 4. *Мочалов С.Э., Антипин А.В., Колосницын В.С. //* Научное приборостроение. 2009. Т. 19. № 3. С. 88.
- Мочалов С.Э., Антипин А.В., Нургалиев А.Р., Колосницын В.С. // Электрохимическая энергетика. 2015. Т. 15. № 1. С. 45.
- 6. "Modbus Organization, Inc.", group of independent users and suppliers of automation devices: https://modbus.org/ (дата обращения 27.10.2020).
- Schroff, nVent Technical Solutions. Корпусная техника для электронного оборудования. URL: https: //schroff.nvent.com/ru/schroff/ (дата обращения 27.10.2020).

- 8. What is the NI DataFinder? Available at: https://www. ni.com/ru-ru/innovations/white-papers/12/what-is-theni-datafinder-.html (дата обращения 23.10.2020).
- 9. NetBSD. Free, fast, secure, and highly portable Unixlike Open Source operating system. URL: http://www. netbsd.org/ (дата обращения 23.10.2020).
- Мочалов С.Э., Нургалиев А.Р., Антипин А.В., Кузьмина Е.В., Колосницын В.С. // Электрохимия. 2016. Т. 52. С. 1.
- 11. *Ierusalimschy R.* Programming in Lua. 3-nd ed. Lua.org. 2012, P. 366. ISBN 978-85-903798-5-0
- Колосницын Д.В. Свидетельство РФ об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2019611773 // Реестр программ для ЭВМ. Опубл. 04.02.2019.
- 13. *Livint G., Horga V., Raoi M., Albu M.* Control of Hybrid Electrical Vehicles // Electric Vehicles Modeling and Simulations / Ed. Dr. Seref Soylu. September 12th 2011. ISBN 978-953-307-477-1, InTech.
- Jokar A., Rajabloo B., Desilets M., Lacroix M. // Journal of the electrochemical society. 2016. V. 163. P. A2876. doi https://doi.org/10.1149/2.0191614jes

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 4, с. 141–151

_____ ЛАБОРАТОРНАЯ _____ ТЕХНИКА

РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ДАТЧИКОВ ПРОВОДИМОСТИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПАРОВОЙ СТРУЕЙ И ВОДОЙ

© 2021 г. Afrasyab Khan^{a,*}, Khairuddin Sanaullah^b, Е. К. Спиридонов^a, A. В. Подзерко^a, Д. Ф. Хабарова^a, Ahmad Hasan Ali^a, Ahmed Salam Farooqi^{c, d}, Mohammed Zwawi^e, Mohammed Algarni^e, Bassem F. Felemban^f, Ali Bahadar^g, Atta Ullah^h, Bawadi Abdullahⁱ

^а Политехнический институт Южно-Уральского государственного университета (национального исследовательского университета) Россия, 454080, Челябинск, просп. Ленина, 76

^b Department for Management of Science and Technology Development, Faculty of Applied Sciences, Ton DucThang University, Ho Chi Minh City, Vietnam

^c Department of Chemical Engineering, University Technology Petronas, Bandar Seri Iskandar, 32610, Perak, Malaysia

^d Department of Chemical Engineering, Wah Engineering College, University of Wah, WahCantt, 47040 Punjab, Pakistan

^e Department of Mechanical Engineering, King Abdulaziz University, Rabigh 21911, Saudi Arabia

^f Mechanical Engineering Department, Taif University, Taif 26571, Saudi Arabia

^g Department of Chemical and Materials Engineering, King Abdulaziz University, Rabigh 21911, Saudi Arabia

^h Department of Chemical Engineering, Pakistan Institute of Engineering & Applied Sciences (PIEAS), Nilor, Islamabad, Pakistan

ⁱ Chemical Engineering Department, Universiti Teknologi PETRONAS, 32610 Seri Iskandar, Malaysia, Centre of Contaminant Control and Utilization (CenCoU), Institute of Contaminant Management for Oil and Gas, Universiti Teknologi PETRONAS, 32610 Seri Iskandar, Malaysia

*e-mail: khana@susu.ru, drafrasyabkhan7@gmail.com

Поступила в редакцию 03.12.2020 г. После доработки 11.03.2021 г. Принята к публикации 15.03.2021 г.

Работа представляет собой попытку описать парожидкостный поток с фазовыми переходами, что может помочь в определении передачи массы, количества движения и энергии в межфазной области, содержащей пар и воду. В этом исследовании описывается разработка сенсорной электродной системы измерения паровой фракции, основанной на электродах на основе переменного тока, называемой системой томографии электрического сопротивления (ERT – Electrical Resistance Tomography). Система на основе ERT была применена, чтобы выявить процессы, связанные со сверхзвуковой закачкой пара в объем воды. Система сбора данных на основе ERT применялась в течение заданного интервала времени, а полученные данные обрабатывались с использованием бесплатного кода, известного как EIDORS. Изображения, полученные таким образом с помощью EIDORS, дали плоскую картину сверхзвуковой струи пара в окружающей воде. Изображения представляют собой хорошо видимые границы между фазами пара и воды, а также турбулентную зону между ними. Было обнаружено, что при повышении температуры на 30–60°С площадь паровой струи увеличивается с 46.51 до 65.40% при давлении пара на входе 3.0 бар.

DOI: 10.31857/S0032816221040121

1. ВВЕДЕНИЕ

Прямая контактная конденсация (DCC – direct contact condensation) с использованием пара и воды применима в ряде отраслей промышленности, включая атомные и тепловые электростанции, а также некоторые перерабатывающие и металлургические отрасли. Основное преимущество DCC заключается в превосходной теплопередаче на границе раздела пар—жидкость [1]. После нагнетания пара в сосуд, заполненный переохлажденной водой, происходит конденсация пара, которая, в зависимости от условий эксплуатации, может принимать три режима потока – пузырьковый, пульсирующий или струйный [2].

DCC до сих пор представляет интерес, о чем свидетельствуют предыдущие исследования, среди которых можно упомянуть, например, Kerney [3] и Wiemer [4]. Они провели эксперименты и сообщили о нормализованном проникновении струи пара, что было подтверждено теоретически. При этом изучалось влияние температуры воды на размеры межфазной области между паром и водой. Их результаты показали, что геометрия межфазной зоны в значительной степени зависит от температуры.

Для объяснения явления конденсации была применена теоретическая модель [5], которая включала описание распределения давления и температуры внутри струи пара и в окружающем ее потоке. Большая часть работы, выполненной до настоящего времени, в основном была сосредоточена на режимах течения, которые преобладают в факеле струи пара и прилегающих областях, а также на режимах тепло- и массопереноса. Однако не было исследования, в котором сообщалось бы о подробном пространственном распределении температуры, чтобы показать происхождение гидродинамической нестабильности в струе пара и ее взаимодействия с водой в качестве окружающей жилкости. Некоторые из наших исследований пролили свет на этот вопрос [6-8], но все же межфазное поведение и его тенденции необходимо исследовать с использованием более сложных методов, таких как ERT (ERT – Electrical Resistance Tomography), что и описано в данной работе.

Взаимодействие между паром и водой характеризуется образованием границы раздела между двумя фазами. Природа взаимодействия очень нестабильна, при этом процессы передачи массы, импульса и энергии зависят от условий взаимодействия фаз, и они происходят в зоне контакта. Получение характеристик процесса межфазного взаимодействия экспериментальными, теоретическими и/или вычислительными способами затруднено из-за его нестабильного характера. Кроме того, передача массы, количества движения и тепла через изменчивую границу раздела усложняет это явление.

Как описано ранее, более интенсивные исследования межфазного явления пар-вода имеют большое значение из-за генерации нестабильности Кельвина–Гельмгольца (КГ) [6] и крупномасштабной конденсации межфазного пара, приводящей к детонации воды в трубопроводе атомной электростанции [9], что может отрицательно сказаться на безопасности и целостности установок. Неустойчивости КГ ответственны за дестабилизацию границы раздела между паром и водой в DCC [10]. Они сохраняются в течение короткого периода времени и демпфируются из-за температуры и вязкости воды, окружающей струю пара [7, 11].

Такие нестабильности образуются на границе раздела и распространяются дальше от границы раздела в сторону внешнего направления. Предполагается, что граница раздела между паром и водой имеет нулевую толщину [9]. Другие исследователи [12-16], которые предоставили важную информацию о межфазной нестабильности конденсируемых и неконденсируемых флюидов, подчеркивали необходимость наличия точной информации о канале, где формируется многофазный поток. и единственной наиболее важной переменной, которая контролирует явления взаимодействия - объемное парообразование. Таким образом, любая ошибка в измеренном значении паросодержащей доли дает неправильное понимание межфазных явлений, что может привести к ошибочным результатам оценки процессов переноса тепла, массы и количества движения через поверхность разлела.

Мы осознаем, что для точных измерений нам нужно полагаться только на неинвазивные методы, которые не нарушают поток из-за их физического проникновения внутрь области потока. Кроме того, разработка установок для инвазивного измерения жидкости и их обслуживание действительно дороги. Несмотря на то, что паросодержание влияет на другие важные параметры, которые определяют общий межфазный поток между взаимодействующим газом и жидкостью, оно также зависит от многих переменных, включая давление газа, термодинамику, геометрию и размеры емкости, скорость потоков жидкости и газа и др.

Текущее исследование концентрируется на характеристике межфазных явлений с помощью применения техники ERT для получения неинвазивных сканирований, включая области, находящиеся под воздействием струи пара, а также окружающей воды. Чтобы количественно оценить влияние окружающих условий (т.е. температуры окружающей воды), мы попытались определить паросодержание сверхзвуковой струи пара в воде по результатам сканирования ERT.

Эти сканирования были основаны на разнице электропроводностей между газовой и жидкой фазами. Кроме того, были приложены все усилия для поддержания однородной температуры переохлажденной воды внутри емкости или, по крайней мере, в течение временного интервала, когда устройство ERT использовалось для обеспечения сканирования жидкости в емкости на уровне электродов, установленных на внутренние стенки сосуда.

ERT – полезный метод для характеристики жидкой фазы в технологических сосудах, содержащих многофазные потоки, путем регистрации градиента проводимости [17]. Однако пригодность метода для диагностики многофазного потока была связана с теми случаями, когда непрерывная фаза является проводящей, наряду с существованием градиента проводимости между взаимодействующими слоями жидкости различных фаз. В тех ситуациях, когда непрерывная фаза представляет собой жидкость, а газ (пар) является дисперсной средой, для измерения паросодержащей фракции может использоваться ERT [18]. Однако полезность метода ставится под сомнение при измерении фазовых распределений и фазовых скоростей, которые могут существенно меняться как во времени, так и в пространстве [19].

Таким образом, для диагностических измерений потока ключевыми требованиями являются точность оборудования, а также отсутствие его проникновения в поток жидкости. Однако такие требования невыполнимы из-за физического размера/формы датчиков при их введении внутрь тела жидкости. Таким образом, чтобы правильно определить проводимость и ее изменение в области течения, необходимо исключить проникновение прибора внутрь тел взаимодействующих фаз. Это привело к инновациям в методике диагностики жидкости, которая может фиксировать изменение электропроводности в области потока взаимодействующих жидкостей с помощью электродов, расположенных на периферийной стенке сосуда. Эта концепция направлена на решение задачи измерения неоднородности в многофазных системах в ядерной и перерабатывающей промышленности [20], в нефтяной [21] и многих других областях.

Основная цель настоящего исследования — изменить направленность предыдущих исследований сверхзвуковой струи пара в воде на более конкретный подход за счет использования сканирования проводимости методом ERT.



Рис. 1. Схема сверхзвукового сопла.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для создания сверхзвуковой струи пара при рабочем градиенте манометрического давления 1.5—3.0 бар использовалось сопло специальной формы, имеющее сужающуюся и расширяющую-ся секции, как показано на рис. 1.

Сопло было разработано и апробировано для создания сверхзвуковой паровой струи [6, 7]. Производительность сопла была успешно оценена с помощью CFD-схемы, соответствующей манометрическому давлению 1.5–3.0 бар, путем расчетов модели DCC [10]. Сверхзвуковое сопло, входящее в состав экспериментальной установки, соединялось с котлом гибкой тефлоновой трубкой, вокруг которой были намотаны спиральные стальные кольца. Котел мог обеспечивать пар при максимальном динамическом давлении 4 бар.

Схема резервуара (колонны) с расположением смонтированных электродов представлена на рис. 2. Четыре кольца электродов были установлены заподлицо с внутренними стенками колонны с вертикальным расстоянием между любым из двух колец электродов, равным 2 см. Кроме того, окружное расстояние по периферии колонны между центрами любых двух соседних электродов составляло 0.85 см. Нижний край электродов нижнего кольца находился чуть выше выхода из сопла. Здесь полезно указать, что нагнетание пара в воду через сопло следует теории сжимаемого потока [22], которая основана на градиенте давления на выходе из сопла и противодавлении, что приводит к генерации волн расширения на выходе из сопла. В результате повышение давления пара пропорционально влияет на расход потока через сопло и давление на выходе из сопла.

Таким образом, область, охватывающая выход из сопла и прилегающую зону, использовалась для фиксации изменения. Сканы относятся к наиболее расширенной части паровой струи, которая визуально расположена на ~2.4—2.6 см выше среза сопла. Пар вводился через центр колонны. Таким образом, встречное расположение электродов вместе с "гибкой стратегией зондирования" (FSS) [23] позволило фиксировать изменения электропроводности в интересующей нас плоскости [24]. Мы решили приложить потенциал к электродам в противоположном направлении, и причина заключалась в том, что струя пара располагалась в центре колонны. Другое потенциаль-



Рис. 2. Схема сосуда и расположение установленных электродов.



Рис. 3. Система циркуляции воды.

ное применение стратегии включает соседнее расположение, которое обеспечивает более высокую чувствительность, однако это применимо к области, прилегающей к стенкам колонны.

Размеры электродов были выбраны с учетом того факта, что площадь, на которую воздействуют 16 электродов, должна составлять 60% от общей поверхности исследуемой области, чтобы определить максимальную различимость в случае противоположного расположения [25]. Кроме того, значение тока возбуждения, которое применялось, составляло 75 мА, тогда как температура воды в колонне оставалась неизменной (в течение времени, когда система ERT сканировала текучую среду).

Температура воды поддерживалась постоянной в течение некоторого времени за счет постоянной циркуляции воды в резервуаре, как показано на рис. 3. Вода подавалась в основание колонны насосом с системой контроля температуры (TCS).

Для определения нестабильности КГ в сверхзвуковой струе пара, взаимодействующей на границе раздела с окружающей водой, был разработан датчик, содержащий микроконтроллер (AT89C51), ключевые кодеры (MM74C922), ключевые декодеры (74HC137) и твердотельные переключатели (Max 4665). Шестнадцать электродов из нержавеющей стали были установлены по окружности вокруг колонны \emptyset 101.6 мм, и такие блоки были расположены в 3 местах с зазором 2 см между соседними электродными кольцами. Таким образом, в общей сложности 48 электродов было использовано для создания полной установки сенсорной системы, которая могла регистрировать


Рис. 4. Схема расположения датчиков для исследования пароводяного потока.



Рис. 5. Схема мультиплексирования.

изменение размера области и, следовательно, границы раздела, занимаемой сверхзвуковой струей пара и водой. Схема расположения электронного блока датчика представлена на рис. 4, а плоскость электродов, установленных на внутренних стенках колонны, показана на рис. 2.

Датчик работал от источника переменного тока напряжением 220 В при частоте 50 Гц. Кроме того, батарея с напряжением 5 В использовалась для подачи постоянного тока на микроконтроллер, тогда как вторая батарея с потенциалом ± 12 В использовалась для питания твердотельных переключателей Мах 4665. Номинальная мощность прибора составляла 3 мА при работе с максимальной нагрузкой. Микроконтроллер с 8 битами имел 4 порта (0–3), которые использовались для получения входных данных и применения логических схем управления: встречной, смежной и косинусной.

На рис. 5 показана схема контура, а на рис. 6 виден блок мультиплексирования, который указывает на то, что соседние сигналы доставляются на смежные электроды, что подтверждается од-



Рис. 6. Снимок, показывающий коробку мультиплексирования.

новременным миганием двух светодиодов. Следует отметить, что мы использовали все три режима управления по току, т.е. смежный, встречный и косинусный, но упомянули здесь сканирование на основе встречной стратегии. Шестнадцатерич-



Рис. 7. Блок-схема, показывающая последовательность программы управления.

ная клавиатура была подключена к порту 3 микроконтроллера через кодировщик клавиш MM74C922, который был назначен для обеспечения входов в систему.

В то время как жилкокристаллические лисплеи HD 47780 с точечной матрицей 16 × 4 были подключены к микроконтроллеру через порт 1, декодеры 74НС137 были назначены на порт 2 для выполнения прямого переключения сигналов путем принятия схем декодирования. Аналоговые переключатели с низким сопротивлением (5 Ом), CMOS, использовались для подачи сигналов переменного тока через декодер 74НС137 на электроды. Для разработки программного обеспечения датчика был применен язык С с использованием Keil IDE, а последовательность операций управляющей программы можно увидеть на рис. 7 в виде блок-схемы. Сигналы переменного тока подавались на электроды через карту сбора данных National Instruments, обозначенную как PCI-6033E, содержащую процедуру сбора данных. Электронная система, содержащая 64 канала вместе с переключателями типа banana switch, принимала сигнал с каждого электрода, таким образом собирая данные на 1000 выборок/с.

Для соединения переключателей с электродами была принята смежная схема (рис. 8). Электроды 1 и 2 были связаны с двумя переключателя-



Рис. 8. Схема соединения выключателей banana switch с электродами.

ми banana switch через один кабель BNC1, тогда как электроды 2 и 3 были подключены к переключателям через кабель BNC2. Такая схема была выполнена для всех 16 электродов.

Полученные таким образом необработанные данные были отфильтрованы с применением встроенного в MATLAB ML-FILTER. Из двух наборов данных один был собран без впрыска пара и обозначен как "водяной" файл, а другой был собран с закачкой пара, и он назывался "паровым" файлом. Профили, построенные из этих наборов данных, можно увидеть на рис. 9, который представляет собой типичный график для интервала 20 мс, а графики для интервалов 40, 60, 80, 100, 200, 400, 600, 800 и 1000 мс аналогичны. Данные для значений среднеквадратичной скорости $V_{\rm rms}$ обрабатывались в диапазоне температуры воды от 30 до 60°С с шагом 5°С, включая все временные интервалы. Полученные данные затем обрабатывались с помощью EIDORS для получения сканированных изображений, реконструированных по схеме конечных элементов, представляющей прямые вычисления, и нормализованного нелинейного решателя для получения уникального и стабильного обратного решения



Рис. 9. Типичный график данных для пара, собранных за 20 мс.

Таблица 1. Условия проведения экспериментов

N⁰	Параметр	Диапазон	Шаг	Число экс- периментов
1	Давление, бар	1.5-3.0	0.5	4
2	Температура окружающей воды (при калибровке и в экспериментах), °С	30-60	5	7
3	Входной диаметр сопла, мм	20	_	—
4	Диаметр горловины сопла, мм	2	_	—
5	Выходной диаметр сопла, мм	3	_	—
6	Диаметр тефлонового стержня, мм	6.0	_	-1
7	Температура нагрева тефлонового стержня, °С	133.54; 127.41; 120.23;111.37	_	4
8	Общие калибровочные испытания для каждой комбинации диаметра и температуры тефлонового стержня	_	_	5
9	Общее число калибровочных тестов	—	—	140

Таблица 2. Действительное и завышенное паросодержание с применением системы ERT

Температура тефлонового	Соответствующее давление из таб- лиц параметров пара [28], бар	Общее паросодержание {Фактическое + завышенное} тефлонового стержня, % Температура окружающей воды, °С						Фактическое паросодержание тефлонового	
стержня, С		30	35	40	45	50	55	60	стержня, %
133.54	3.0	81.02	81.32	82.08	82.24	82.83	82.99	83.44	0.35
127.41	2.5	72.14	75.21	75.39	79.21	79.46	79.85	79.83	0.35
120.23	2.0	54.91	54.91	65.41	65.41	65.46	69.49	71.08	0.35
111.37	1.5	46.16	46.16	46.16	46.16	46.63	50.31	50.59	0.35

[26]. Инструментарий EIDORS версии 3.7.1 был использован для обработки данных настоящих экспериментов.

Калибровка установки. Использование установки ЕRT в качестве неинвазивного метода диагностики жидкости было доказано в предыдущих исследованиях "Электрические резистивные томографические сенсорные системы для промышленного применения" (Сhem. Eng. Commun. 1999. V. 175. Р. 49). Изменения, которые влияют на проводимость воды, регулируются множеством факторов, включая концентрацию носителей заряда и колебания температуры воды. Поэтому калибровка нашей разработанной системы необходима для правильного сбора информации, связанной с измерениями паросодержания.

Для этого мы использовали политетрафторэтиленовый (тефлоновый) стержень того же диаметра ~ 6 мм, что и сверхзвуковая паровая струя при данном давлении ~3 бар. Условия проведения калибровочных испытаний представлены в табл. 1. Тефлоновый стержень был нагрет в печи до температуры от 111.37 до 133.54°С, и следует отметить, что указанный диапазон температур соответствует давлению пара 1.5–3.0 бар. Нагретый стержень был опущен в воду внутри сосуда, подключенного к спроектированной системе ERT. Поскольку системы томографии электросопротивления ERT могут представлять только качественные измерения фазового распределения с точки зрения проводимости текучей среды, то для оценки их измерительной способности на количественной основе эти калибровочные испытания обязательно должны выполняться при тех же гидродинамических условиях, которые мы использовали на этапе экспериментов. Приблизительные размеры тефлонового стержня, в частности его диаметр, были выведены из наших предыдущих исследований [6, 27], проведенных в тех же условиях.

Аналогичные гидродинамические условия использовались в калибровочных испытаниях для экспериментов по моделированию впрыска сверхзвуковой струи пара в недогретую воду. Таблица параметров пара [28] используется для заключения о температуре, которую сверхзвуковая паровая струя может иметь при входном давлении 1.5–3.0 бар, т.е. 111.37–133.54°С соответственно. Результаты калибровочных испытаний показали, что существует завышенная оценка измерений, полученных с помощью разработанной системы ERT. По



Рис. 10. Преобразование изображения RGB (слева) в изображение оттенков серого и количества пикселей.

результатам серии этих калибровочных испытаний была обнаружена завышенная оценка полного объемного паросодержания (в %). Измеренная доля пустот (в %) соответствует общему объему тефлонового стержня (т.е. завышенное паросодержание + фактическая доля пустот внутри среза жидкости, сканированная одиночным кольцом электродов ERT). Было обнаружено, что приблизительно 45% превышения оценки выходит при температуре окружающей воды 30°С, когда стержень нагревается до 111.37°С, что соответствует давлению пара 1.5 бар. Завышение оценки достигает почти 83%, когда температура окружающей воды повышается до 60°С и стержень нагревается до 133.54°C, что соответствует давлению пара 3.0 бар. Данные, основанные на результатах серии калибровочных испытаний и представленные здесь (табл. 2), на самом деле являются наиболее повторяющимся значением с доверительным интервалом >90%. Результаты калибровочных испытаний представлены в табл. 2.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Данные с установки ERT были обработаны с помощью программы EIDORS для получения

Таблица 3. Расчетное объемное паросодержание при входном давлении пара 3 бар в соответствии с рис. 11

№ п/п	Температура окру- жающей воды, °С	Рис. 11	Объемное паро- содержание, %
1	30	11a	46.51
2	35	116	46.62
3	40	11в	50.30
4	45	11г	50.93
5	50	11д	54.90
6	55	11e	62.31
7	60	11ж	65.40

изображений, которые показаны слева внизу на рис. 10.

Это обеспечило значительно улучшенные виды, которые были преобразованы в изображения с градациями серого. Затем изображения были обработаны с использованием функции imread на основе Matlab® [29] для вычисления суммы белых и черных пикселей на изображениях с оттенками серого. На рис. 11 показаны томографии границы раздела "пар-вода" при различных тем-пературах воды от 30 до 60°С при фиксированном давлении пара 3 бар, которые были получены с помощью установки ERT и EIDORS, а также методов обработки изображений в Matlab®. Из этих сканирований видно, что никаких значительных изменений, кроме незначительных колебаний, связанных с паровой струей, не было замечено в общем паросодержании из-за сверхзвуковой паровой струи по сравнению с типичными рабочими условиями. На основе сканирований было получено полное паросодержание (т.е. завышенное + + реальное) сверхзвуковой паровой струи при давлении пара 3.0 бар (хотя мы получили сканы при переменном давлении от 1.5 до 3.0 бар, но здесь мы приводим наиболее четкие изображения только при 3.0 бар) и температуре окружающей воды от 30 до 60°С, как указано в табл. 3.

Из табл. 3 можно выявить приблизительное изменение паросодержания из-за изменения температуры окружающей воды. Так с повышением температуры окружающей воды поверхность раздела и площадь, занимаемая струей пара и окружающей ее поверхностью раздела, увеличились. При более низкой температуре окружающей воды (например, $30-35^{\circ}$ С) изменение доли пустот (например, 46.51-46.62%) не так очевидно, но становится заметным, медленно увеличиваясь с повышением температуры окружающей воды до 60° С. Основной причиной подъема в этой области под влиянием самого пара и его границы раздела может быть усиленная теплопередача через



Рис. 11. Границы раздела "пар-вода", полученные с помощью ERT, EIDORS и Matlab®, при давлении пара 3 бар и при различной температуре воды от 30 до 60°С: а – полное объемное паросодержание 46.51%, температура окружающей воды 30°С; **б** – 46.62%, 35°С; **в** – 50.30%, 40°С; **г** – 50.93%, 45°С; **д** – 54.90%, 50°С; **е** – 62.31%, 55°С; **ж** – 65.40%, 60°С.

поверхность раздела пара с окружающей водой. Передача тепла от струи пара к окружающей воде может быть усилена, так как при более высокой температуре окружающей воды гидродинамические нестабильности становятся доминирующими на границе раздела из-за того, что в это время вода с меньшей плотностью контактирует с поверхностью раздела [6]. Другая информация, которая основывалась на изменении проводимости при сканировании сверхзвуковой струи пара, была получена для оценки распространения изменения температуры, вызванного гидродинамической нестабильностью, как показано на рис. 12. Как видно, при более высокой температуре, т.е. 55–60°С, изменение температуры было зарегистрировано до стенок резервуара (колонны).

Неравномерное распределение проводимости, очевидное на томографическом сканировании, выявляет характерные области, обусловленные струей пара, водной областью и межфазной областью. Однако неравномерный характер паровой струи указывает на грубую структуру струи вдоль основания в сторону колеблющегося поведения границы раздела пар—вода.

Было обнаружено, что граница раздела парвода не только вызывала гидродинамическую нестабильность, о чем свидетельствуют неровные промежуточные области внутри сканов, но также эти нестабильности распространялись наружу, в основном, к стенкам колонны. В отличие от предыдущих исследований [10], граница раздела в настоящем исследовании не состояла просто из линии, имеющей почти нулевую толщину. Скорее он имел толщину, по которой происходили межфазные флуктуации, это было связано с нестабильностями КГ, которые образовывались на границе раздела и проникали в воду с дальнейшим распространением внутри нее.

С другой стороны, также можно понять, что там, где повышение температуры окружающей воды помогло нам измерить двухфазные потоки водяного пара на основе доли пустот, пониженная температура приводит к уменьшению доли пустот и, следовательно, площади воздействия границы раздела и паровой струи. Также упоминалось, что поверхность раздела демонстрировала потерю устойчивости при более низкой температуре, поэтому температура окружающей воды может стабилизировать струю пара внутри воды.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впрыск сверхзвукового пара в переохлажденную воду представляет собой очень сложное и комплексное явление. Сенсорная система была специально разработана и сконструирована для изучения этого явления, и, как результат, указывала на явление прямой контактной конденсации (DCC) в сверхзвуковой паровой струе. Система была создана с использованием микроконтроллера, твердотельных переключателей и других соответствующих электронных компонентов. Изображения, полученные с помощью датчиков, обеспечивают хорошее доказательство значительного увеличения диаметра области под влиянием гра-



Рис. 12. Качественные нарушения однородности, наблюдаемые при различной температуре воды в резервуаре.

ницы раздела сверхзвуковой паровой струи между паром и водой. Пар закачивался в переохлажденную воду с контролируемой температурой, измерения которой проводились с помощью трех цифровых датчиков температуры LM35, установленных на стенках емкости, и платы PCI-6033 NI DAQ с 64 аналоговыми каналами. Было замечено, что с увеличением температуры окружающей воды площадь, находящаяся под воздействием границы раздела, и, следовательно, паровая струя увеличивались, что было количественно определено с точки зрения паросодержащей доли струи. Другой аспект этой проблемы, который был рассмотрен в данном исследовании, - это влияние температуры окружающей воды и давления пара на входе на гидродинамические возмущения, которые являются основными причинами нестабильного характера взаимодействия. Было обнаружено, что повышение температуры окружающей воды способствует распространению области воздействия паровой струи внутри воды, а понижение температуры сокращает эту зону и, следовательно, распространение и усиление гидродинамических нестабильностей, которые являются основными причинами турбулентного пограничного слоя паровой струи.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность Правительству Российской Федерации, Политехническому институту и кафедре гидравлики и гидропневмосистем Южно-Уральского государственного университета за поддержку этой работы на основании постановления № 211 Правительства РФ, договор № 02. А03.21.0011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- WuX.-Z., Yan J.-J., Li W.-J., Pan D.-D., Chong D.-T. // Chem. Eng. Sci. 2009. V. 64. P. 5002. https://doi.org/10.1016/J.CES.2009.08.007
- Chan C.K., Lee C.K.B. // Int. J. Multiph. Flow. 1982. V. 8. P. 11. https://doi.org/10.1016/0301-9322(82)90003-9
- Kerney P.J., Faeth G.M., Olson D.R. // AIChE J. 1972. V. P. 18. P. 548. https://doi.org/10.1002/aic.690180314
- Weimer J.C., Faeth G.M., Olson D.R. // AIChE J. 1973. V. 19. P. 552. https://doi.org/10.1002/aic.690190321
- Del Ttin G., Lavagno E., Malandrone M. // Experimental study on steam jet condensation in subcooled water pool. 1983. P. 134–136.
- Khan A., Haq N.U., Chughtai I.R., Shah A., Sanaullah K. // Int. J. Heat Mass Transf. 2014. V. 73. P. 521. https://doi.org/10.1016/J.IJHEATMASSTRANS-FER.2014.02.035
- Sanaullah K., Khan A., Takriff M.S., Zen H., Shah A., Chughtai I.R., Jamil T., FongL.S., Haq N.U. // Int. J. Heat Mass Transf. 2015. V. 84. P. 178. https://doi.org/10.1016/J.IJHEATMASSTRANS-FER.2014.12.073
- Khan A., Sanaullah K., Takriff M.S., Zen H., Rigit A.R.H., Shah A., Chughtai I.R., Jamil T. // Chem. Eng. Sci. 2016. V. 146. P. 44. https://doi.org/10.1016/J.CES.2016.01.056
- 9. *Datta D., Jang C. //* IAEA Second Int. Symp. Nucl. Power Plant Life Manag. Shanghai. China, 2007.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021

- 10. Shah A., Chughtai I.R., Inayat M.H. // Chinese J. Chem. Eng. 2010. V. 18. P. 577. https://doi.org/10.1016/S1004-9541(10)60261-3
- Khan A., Sanaullah K., SobriTakriff M., Hussain A., Shah A., RafiqChughtai I. // Flow Meas. Instrum. 2016.V. 47. P. 35. https://doi.org/10.1016/J.FLOWMEA-SINST.2015.12.002
- Davies J.T., Ting S.T. // Chem. Eng. Sci. 1967. V. 22. P. 1539. https://doi.org/10.1016/0009-2509(67)80192-1
- Jeffries R.B., Scott D.S., Rhodes E. // Proc. Inst. Mech. Eng. Conf. Proc. 1969. V. 184. P. 204. https://doi.org/10.1243/pime_conf_1969_184_097_02
- 14. Van Meulenbroek B.M., van de Wakker B.M. // Int. J. Heat Mass Transf. 1985. V. 28. P. 886. https://doi.org/10.1016/0017-9310(85)90240-6
- Woodmansee D.E., Hanratty T.J. // Chem. Eng. Sci. 1969. V. 24. P. 299. https://doi.org/10.1016/0009-2509(69)80038-2
- 16. Wu X.Z., Yan J.J., Li W.J., Pan D.D., Chong D.T. // Chem. Eng. Sci. 2009. V. 64. P. 5002. https://doi.org/10.1016/j.ces.2009.08.007
- Huang C.N., Yu F.M., Chung H.Y. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2008. V. 57. P. 1193. https://doi.org/10.1109/TIM.2007.915149
- Jia J., Babatunde A., Wang M. // Flow Meas. Instrum. 2015. V. 41. P. 75.
- https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2014.10.010
 19. Dyakowski T. // Meas. Sci. Technol. 1996. V. 7. P. 343. https://doi.org/10.1088/0957-0233/7/3/015

- Woldesemayat M.A., Ghajar A.J. // Int. J. Multiph. Flow. 2007. V. 33. P. 347. https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2006.09.004
- Thomas J. Hanratty. Gas-Liquid Flow in Pipelines, Argonne, IL, 2005. https://doi.org/10.2172/837116
- 22. Zucrow M.J., Hoffman J.D. GasDynamics. 1976. V. 1, 2.
- 23. P2000 Electrical Resistance Tomography System ITS System 2000 Version 5.0 Software Operating Manual, 2005.
- 24. York T.A. Status of electrical tomography in industrial applications // Process Imaging Autom. Control / Eds. H. McCann, D.M. Scott. SPIE. 2001. P. 175. https://doi.org/10.1117/12.417163
- Pinheiro P.A. T., Loh W.W., Dickin F.J. // Electron. Lett. 1998. V. 34. P. 69. https://doi.org/10.1049/el:19980092
- Polydorides N., Lionheart W.R.B. // Meas. Sci. Technol. 2002. V. 13. P. 1871. https://doi.org/10.1088/0957-0233/13/12/310
- 27. Khan A., Sanaullah K., Takriff M.S., Zen H., Rigit A.R.H., Shah A., Chughtai I.R., Jamil T. // Chem. Eng. Sci. 2016. V. 146 .P. 44. https://doi.org/10.1016/j.ces.2016.01.056
- Steam Tables // A-to-Z Guid. to Thermodyn. Heat Mass Transf. Fluids Eng. Begellhouse, n.d. https://doi.org/10.1615/AtoZ.s.steam tables
- 29. *Thompson C.M., Shure L.* Image Processing Toolbox: For Use with MATLAB[user's Guide], MathWorks, 1995.

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621.317.77

ИЗМЕРИТЕЛЬ МАЛЫХ ТОКОВ С АВТОНОМНЫМ ПИТАНИЕМ

© 2021 г. В. Н. Вьюхин

Поступила в редакцию 12.03.2021 г. После доработки 17.03.2021 г. Принята к публикации 18.03.2021 г.

DOI: 10.31857/S0032816221040273

Для задач, связанных с измерением проводимости и вольт-амперных характеристик кристаллических структур в лабораторных и полевых условиях, разработан измеритель малых токов с автономным питанием. Прибор может использоваться в составе измерительной аппаратуры или автономно. Использование для этих целей универсальных приборов (пикоамперметр A2-1, электрометрический вольтметр B7-49) не всегда целесообразно в связи с необходимостью сети и высокими массогабаритами.

Принципиальная схема прибора представлена на рис. 1. Измеритель выполнен на микросхеме M_1 сдвоенного операционного усилителя LM6042, имеющего входной ток 2 фА, ток потребления от источника питания <50 мкА. Малый ток потребления позволяет использовать для двуполярного питания две литиевые батарейки LIR2032 (CR2032) напряжением ±3.7 В и емкостью 0.22 А · ч.

Усилитель выполнен по типовой схеме трансимпедансного усилителя. Первый каскад M_{1-1} преобразует входной ток в напряжение с коэффициентом 1 В/пкА и 1 В/100 пкА соответственно для шкал 1 и 100 нА. Второй каскад M_{1-2} с коэффициентом передачи —1 используется для коррекции смещения нуля и масштаба всего тракта соответственно переменными резисторами R_4 и R_5 . Резисторы R_1 и R_6 – защитные для входа и выхода прибора. Трансимпедансные резисторы $R_2 = 1$ ГОм и $R_3 = 10$ МОм – чипы типа VISHAY CRHV1206, допуск 1%, температурный коэффициент 10^{-4} °C⁻¹. Во избежание утечек ножка 2 (инверсный вход микросхемы M_{1-1}) отогнута, и монтаж высокоомных цепей микросхемы M_{1-1} выполнен "по воздуху".

Печатная плата размещена в металлическом корпусе размером $50 \times 50 \times 44$ мм. На передней панели прибора установлены разьем LEMO для подключения входного сигнала, минитумблеры K_1 , K_2 для включения/выключения питания и переключения диапазона, клемма заземления корпуса.

Подстройка нуля и масштаба проводилась при подаче на вход напряжения через внешний резистор 1 ГОм и измерении выходного сигнала интегрирующим вольтметром. Класс используемых приборов 0.25%, допуск на резистор 1%.

В комплект прибора входит мультиметр с погрешностью в режиме измерения напряжения



Рис. 1. Принципиальная схема измерителя. M_1 – LM6032; R_4 , R_6 – СПЗ-19а; K_1 , K_2 – микротумблеры MTS-103, MTS-203 соответственно; B_1 , B_2 – CR2032.

<0.5% (МАЅТЕСН МҰб5). При измерении проводимости высокоомных материалов в ручном режиме прибор включается в разрыв нулевой шины, выходной сигнал измеряется мультиметром. В режиме автоматического измерения вольт-амперной характеристики выходной сигнал подключается к компьютеру через подходящую плату ввода аналоговых сигналов. Для снижения помех необходимо использовать для ввода интегрирующие (дельта-сигма) аналого-цифровые преобразователи, способные полностью подавить помеху 50 Гц. **Технические характеристики прибора.** Две шкалы измерения: 1 и 100 нА; входной сигнал \pm (1 пкА–100 нА), выходной сигнал 0 \pm 1 В; погрешность измерения не более 2% \pm 2 пкА на шкале 1 нА и 2% \pm 200 пкА на шкале 100 нА; ток потребления <100 мкА; полоса пропускания ~ 100 Гц; время установления <5 мс.

Адрес для справок: Россия, 383090, Новосибирск, ул. Коптюга, 1, Институт автоматики и электрометрии СО РАН. E-mail: vvn @.iae.nsk.su _____ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ _ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 535.421

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МИКРОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

© 2021 г. В. С. Корнеев, С. Л. Шергин

Поступила в редакцию 01.03.2021 г. После доработки 13.03.2021 г. Принята к публикации 19.03.2021 г.

DOI: 10.31857/S0032816221040200

Микроэлектромеханические системы (м.э.м.с.) широко применяются для управления и контроля, в том числе в оптоэлектронике для пространственного управления потоками излучения.

Экспериментальные образцы описанных в данной работе м.э.м.с. [1] были изготовлены Новосибирским заводом полупроводников (НЗПП) методом объемного жидкостного травления кремниевых пластин и представляют собой массив из 50-ти одинаковых микрозеркал, торсионно закрепленных на общей раме (размеры микрозеркал: длина 5 мм, ширина 100 мкм, толщина 3 мкм). Магнитные диполи были получены вакуумным напылением армко-железа на тыльную поверхность микрозеркал, толщина пленки 0.5 мкм, объем слоя ферромагнитного материала на одном микрозеркале — $25 \cdot 10^{-14}$ м³.

Управление угловым положением торсионных микрозеркал — электромагнитное, с помощью переменного тока, индуцирующего магнитный поток в замкнутой магнитной цепи. Переменное магнитное поле в воздушном зазоре этой цепи намагничивает магнитные диполи в направлении, перпендикулярном продольной оси торсионов, и создает вращающий момент, синхронно поворачивающий все микрозеркала вокруг их продольных осей на угол δ_x относительно плоскости чипа. Световой поток, отраженный от поверхности средней части микрозеркал, отклоняется при этом на угол $\Delta \phi = 2\delta$.

Для проверки расчетных параметров м.э.м.с. в статическом и динамическом режимах функционирования собран измерительный стенд, фото и схема которого представлены на рис. 1. Заданы следующие параметры управления отраженным световым потоком: диаметр 3–5 мм, амплитуда угла отклонения от вертикального положения 5°, диапазон частот сканирования отраженным потоком 0.1–10 кГц. В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 650 нм и диаметром пучка 3 мм, работающий в импульсном режиме с частотой 100 Гц и длительностью одного импульса 7.5 мс.

Экспериментальный образец м.э.м.с. 1 (см. рис. 1б) размещен в средней части воздушного зазора под углом 45° к силовым линиям вектора магнитной индукции. Магнитное поле в воздушном зазоре магнитной цепи создавалось электрическим током, протекающим по виткам катушки 3, находящейся в средней части W-образного ферритового сердечника 2. В магнитопроводе 4 выполнены отверстия для входящего 5 и выходящего 6 световых потоков, размеры отверстий выбраны, исходя из указанных выше параметров управления отраженным потоком. Индукция магнитного поля измерялась датчиком Холла SS49E с чувствительностью 1.75 мВ/Гс в отсутствие экспериментального образца в воздушном зазоре. Угол отклонения Δφ светового пучка от вертикального положения определялся как арктангенс отношения перемещения центра светового пучка на экране к расстоянию от поверхности микрозеркал до экрана.

В статическом режиме наибольшее значение угла отклонения $\Delta \varphi$, равное 3°50', было достигнуто при токе в катушке I = 4.5 A, которому соответствует значение магнитной индукции в воздушном зазоре B = 63 мТл.

Зависимости угла отклонения $\Delta \phi$ от силы тока *I* в катушке и от магнитной индукции *B* в воздушном зазоре представлены на рис. 2.

В динамическом режиме частота колебаний торсионных микрозеркал равна удвоенной частоте переменного тока катушки. При возрастании частоты переменного тока вследствие роста индуктивного сопротивления катушки действующее значение силы тока снижалось, также уменьшались магнитная индукция в воздушном зазоре



Рис. 1. Фотография (а) и схема (б) измерительного стенда.



Рис. 2. Зависимости угла отклонения светового потока $\Delta \phi$: **а** – от силы тока *I* в катушке; **б** – от магнитной индукции *B* в воздушном зазоре.

магнитопровода и амплитуда угла отклонения светового потока.

Измерения амплитуды угла отклонения показали, что на частоте сканирования 100 Гц угол отклонения светового потока уменьшался до 3°40', на частоте 1 кГц его величина составила 1°23', а на частоте 5 кГц — 0°56'.

Таким образом, с использованием представленного стенда было показано, что образцы м.э.м.с. с электромагнитным управлением отклоняют световой поток диаметром 3 мм в статическом режиме функционирования в пределах угла 3°50'. Средняя чувствительность экспериментального стенда для статического режима составила 0.94°/А. Представленные в работе м.э.м.с. обеспечивают управление излучением произвольной длины волны и степени когерентности, а описанный измерительный стенд может быть оптимизирован под заданные параметры управления световыми потоками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Корнеев В.С.* // Вестник СГГА. 2010. Вып. 1. № 12. С. 177.

Адрес для справок: Россия, 630180, Новосибирск, ул. Плахотного, 10; Сибирский государственный университет геосистем и технологий, кафедра физики, тел. (383)343-29-33. E-mail:korneyv@mail.ru

____ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ <u>-</u> В ЛАБОРАТОРИЯХ <u>-</u>

УДК 533.66.063

ДИСТАНЦИОННЫЙ АНАЛИЗАТОР КРИОГЕННЫХ ПАРОВ И КАПЕЛЬ В ВЫБРОСАХ СЖИЖЕННОГО ПРИРОДНОГО ГАЗА В АТМОСФЕРУ

© 2021 г. А. В. Загнитько, Н. П. Зарецкий, В. И. Алексеев, С. М. Вельмакин, И. Д. Мацуков, С. Е. Сальников, В. В. Пименов, Д. Ю. Федин

Поступила в редакцию 22.10.2020 г. После доработки 15.02.2021 г. Принята к публикации 05.03.2021 г.

DOI: 10.31857/S0032816221040285

Анализатор дистанционного мониторинга криогенных капель и паров в атмосферных выбросах и проливах на грунт или воду сжиженного природного газа (с.п.г.) содержит емкостный детектор I интенсивных криогенных осадков, блок их аспирации II с инфракрасным газоанализатором и многоканальный лазерный анализатор III газокапельных потоков (рис. 1). Создана сеть анализаторов для контроля атмосферы и анализа взрывоопасных истечений с.п.г. при объемной концентрации паров $C \approx 5-15\%$ об. на объектах топливно-энергетического комплекса [1–4].

Емкостный детектор I [3] содержит теплоизолированный накопитель осадков 3, на дне которого горизонтально установлен плоский электрический конденсатор, состоящий из верхнего сетчатого 1 и нижнего сплошного 2 из фольгированного стеклотекстолита электродов, подключенных к электронному блоку 5 для питания и передачи цифрового сигнала (см. рис. 1). Размер электродов 1 и 2 варьируется от 0.2×0.2 до 0.15×0.5 м.

Интенсивность осадков с.п.г. определяется путем их сбора в накопитель 3 и измерения электрической емкости конденсатора в зависимости от объема собранного осадка 4 с быстродействием $\tau < 0.2$ с. При измерении количества осадков V конденсатор калибруется для установления зависимости его емкости $C_0 = 10-500$ пФ от V при фиксированном межэлектродном расстоянии h = 5-10 мм.

Анализ осадков с.п.г. осуществляют в пленочном режиме кипения жидкости, что позволяет уменьшить ошибку измерения [2]. Конденсатор включен в цепь частотозадающего генератора, и его измеряемая емкость является частотозадающим элементом [3].

Аспирационный блок капель и паров II [3, 4] содержит НЕРА-фильтр 6 с измерителем его газодинамического сопротивления, инфракрасный газовый сенсор 7 типа Мірех с цилиндрической электропечью для нагревания анализируемого газа с расходом $Q_1 \le 10^{-4} \, \text{м}^3$ /с при температуре атмосферы ниже 260 К, а также электронный блок 9 для питания и передачи данных на удаленный сервер 11 [4]. В сенсор исследуемая проба подается через окна в его корпусе путем создания вентилятором 8 потока конвективной диффузии, скорость которой существенно превышает скорость переноса газа за счет молекулярной диффузии. Смесь проходит через фильтр 6, поэтому дисперсные примеси с массовой концентрацией до 0.1 кг/м³ не влияют на характеристики инфракрасного газоанализатора. Аспирационный блок фиксируется креплением 10 на блоке I или III. Температура снаружи и внутри аспирационного блока измеряется термопарами хромель-алюмель.

Анализатор III укреплен на швеллере или раме 12 с прямоугольным окном для газокапельного потока и содержит набор параллельных полупроводниковых лазеров 13 с мощностью излучения 5 мВт и длиной волны $\lambda = 0.68$ мкм, набор параллельных фотодиодов 14 для регистрации лазерного излучения, каналы 16 оптического анализа капель длиной L = 0.15-0.3 м, электронный блок 15 для управления лазерами и синхронного детектирования сигналов фотодиодов, их оцифровывания с передачей в сервер 11.

Лазерный анализатор III [3] предназначен для измерения оптической плотности $D = \lg(I_0/I)$ газокапельных потоков, скорости U и поверхностной концентрации капель $S = \pi \langle d^2 \rangle n$. Здесь I_0 и I – интенсивность лазерного излучения без и в присутствии капель в анализируемом объеме газа, $\langle d^2 \rangle^{0.5}$ – среднеквадратичный диаметр капель со счетной концентрацией n [1]. Согласно теории рассеивания плоской электромагнитной волны, при движении капельного выброса через лазерный анализатор изменение потока ее энергии обусловлено дифракцией на контурах капель и



Рис. 1. Принципиальная схема (а) и фотографии (б) двух типов анализаторов с.п.г.: I – емкостный анализатор осадков, II – аспирационный блок капель и паров, III – лазерный анализатор газокапельных потоков; 1 и 2 – верхний сетчатый и нижний сплошной электроды конденсатора, 3 – накопитель осадков, 4 – осадок с.п.г., 5 – электронный блок конденсатора, 3 – накопитель осадков, 4 – осадок с.п.г., 5 – электронный блок конденсатора, 3 – накопитель осадков, 4 – осадок с.п.г., 5 – электронный блок конденсатора, 6 – НЕРА-фильтр, 7 – инфракрасный газоанализатор с электропечью, 8 – побудитель расхода Q_1 через блок II, 9 – электронный блок для блока II, 10 – крепление блока II, 11 – сервер сбора данных, удаленный от облака с.п.г. на расстояние до 1200 м, 12 – крепление анализатора III, 13 и 14 – наборы из четырех лазеров и фотодиодов соответственно, 15 – электронный блок их управления, 16 – зона оптического анализа капель; V – количество осадков; $T_1 \approx 250$ и $T_2 \approx 170$ K – температура газокапельного потока над электродом 1 через время $t_1 = 2$ с и $t_2 = 9$ с соответственно с момента выпадения с.п.г. с $dV/dt \approx 2$ мм/с (снимки сделаны видеокамерой, 600 кадров/с).

рассеиванием за счет отражения и поглощения [1, 3]. По закону Ламберта—Бугера—Бера ослабление излучения в дисперсных средах можно рассчитать как $I = I_0 \exp(-KLn)$, где K — объемный коэффициент ослабления на оптической длине L, n счетная концентрация капель. Данный закон справедлив при однократном рассеянии света каплями для достаточно большого числа рассеивателей при расстоянии между ними более (4—5)dв приближении, что вклад каждой группы капель диаметром d в плотность D аддитивен [1].

Созданы два варианта конструкции анализатора выбросов и проливов с.п.г. [3, 4]. В первом варианте блок III установлен горизонтально, сбоку над накопителем *3*, число ү оптических каналов варьируется от 1 до 12 в зависимости от требований к расходу анализируемого газокапельного потока: $Q \le (2 \text{ м}^3/\text{с})\gamma$, где $\gamma = 1, 2, ..., 12$, блок II расположен вертикально, сбоку от накопителя *3* (рис. 1а). Во втором варианте конструкции анализатора (см. рис. 1б) блок III с числом каналов $\gamma = 4$ и блок II расположены горизонтально над электрическим конденсатором. При этом блок II закреплен на блоке III. Это позволяет анализировать поверхностную концентрацию *S* и плотность *D* криогенных осадков, а также концентрацию их паров.

Созданная сеть анализаторов, включая систему регистрации и передачи показаний, обслуживающую сеть анализаторов капель и паров с.п.г., предусматривает возможность опроса и обработки данных более 50-ти одновременно работающих блоков с целью измерения распределений концентрации и температуры углеводородных смесей с воздухом объемом от 10³ до 10⁷ м³. Местонахождение анализаторов определяется системой ГЛОНАСС. Собранная информация передается по радиоканалу или витой паре к удаленному на расстояние ≤1200 м серверу *11* с сетевым интерфейсом 100 Мбит Ethernet.

Анализатор устанавливается стационарно или на беспилотном летальном аппарате. В последнем случае время работы анализатора не превышает 100 с, так как летательный аппарат не может длительно находиться в облаке при температуре <250 К. Данные с аэромобильного анализатора с.п.г. записываются на карту памяти и по радиоканалу передаются на сервер 11.

Сеть диагностических блоков I-III была развернута для проведения крупномасштабных экспериментов в полевых условиях по распылению и проливу с.п.г. Турбулентные выбросы создавались импульсным пневматическим распылением с.п.г. массой до 10⁴ кг из 18-ти сопел с образованием высокоскоростных струй длиной до 50-60 м в атмосфере при числах Рейнольдса $\text{Re} = Ud\rho/\eta \approx$ $\approx 10 - 10^3$, аэродинамическим дроблением струй и капель при числах Вебера We = $\rho (U - U_0)^2 d/\sigma \approx 5 -$ 10³ [1, 2] и парообразованием кипящих капель с формированием облаков из смеси воздуха, аэрозолей воды, криогенных капель и паров с.п.г. объемом до $10^5 - 10^7$ м³. Здесь р и η – плотность и динамическая вязкость воздуха соответственно; U_0 – скорость воздуха; $\sigma = 15.5 \cdot 10^{-3}$ Н/м – коэффициент поверхностного натяжения с.п.г. при температуре 110 К; $d \approx 0.0001 - 0.03$ м – диаметр капель и жидких фрагментов с.п.г.; $U \le 60 \text{ м/c}$ скорость капель. При больших числах Вебера криогенные струи неустойчивы и распадаются. Теплообмен между ними и атмосферой определяется температурой и скоростью ветра, а также размером облака с.п.г. [1-4].

В экспериментах по разливу с.п.г. массой до 10^4 кг за 2–3 с на бетон или воду с площадью бассейнов ~200 м² скорость испарения кипящей жидкости определялась режимом теплообмена между жидкостью и подстилающей поверхностью, а также между с.п.г. и атмосферным воздухом. Теплообмен между кипящей жидкостью и грунтом/водой зависел от температурного напора между средами [2].

На рис. 2 приведены одновременно измеренные в облаке объемом до $5 \cdot 10^5$ м³ значения концентрации *С* паров и оптической плотности *D* в зависимости от времени распыления с регазификацией с.п.г. массой 10^4 кг в течение 25 с. Измерения проводились в центре облака на высоте 1.5 м при начальной температуре воздуха 280 К и скорости ветра менее 6–8 м/с. Анализ данных на рис. 2 показал, что образуются и существуют длительное время пожаровзрывоопасные смеси воздуха и паров с.п.г. с концентрацией *С* ≈ 5–15% об. Это



Рис. 2. Зависимости концентрации *C* паров (*1*) и оптической плотности *D* облака (*2*) от времени *t* распыления с.п.г. в атмосферу. Время измерения синхронизировано с временем выброса с.п.г. в виде 18-ти струй с образованием облака углеводородов в атмосфере диаметром более 100 м и объемом до $5 \cdot 10^5$ м³. Состав с.п.г.: 94.4 метан, 3.96 этан, 1.24 пропан, 0.3 бутан и 0.1% об. другие примеси. Сопла для распыления с.п.г. расположены эквидистантно по кругу диаметром 90 м.

согласуется с данными остальных 15-ти блоков аспирации II, расположенных по объему облака на высоте от 1.5 до 40 м. В процессе испарения и возрастания концентрации паров с.п.г. температура воздуха в центре облака снижалась до 155–160 К, однако внутри инфракрасных газоанализаторов оставалась на уровне $\approx 275-280$ К. В облаке наблюдалась конденсация паров воды и образование капель и частиц льда в виде белого тумана с плотностью D < 1.5 при оптической длине каналов анализатора L = 0.27 м и с поверхностной концентрацией капель $S < 50 \text{ м}^2/\text{м}^3$. Начальная относительная влажность атмосферного воздуха составляла 35–40% при 280 К.

Установлено, что концентрация и температура углеводородно-воздушных смесей флуктуируют во времени и распределены неоднородно как по высоте (до 30-40 м), так и по длине (до 100-150 м) облаков. Получены данные о кинетике изменения температуры в интервале 280-150 К и концентрации паров С в диапазоне 0.5 – 30% об. внутри облаков объемом до 10⁶ м³ с передачей данных с интервалом 1 мс на сервер 11. В процессе измерения осадков блоками I, распределенными радиально на плошади суглинистого грунта, наблюдалось неоднородное и флуктуирующее во времени и по площади облака выпадение криогенных осадков. С понижением температуры и увеличением концентрации паров с.п.г. интенсивность осадков возрастала. При этом их суммарная масса не превышала 6-8% от массы выброса с.п.г. Измеренная на расстоянии 1200 м диэлектрическая проницаемость неполярного с.п.г. составляла $\varepsilon \approx 1.7$, что согласуется с литературными данными [1, 2].

Основные технические характеристики. Блоки I–III устойчивы к воздействию магнитного поля с напряженностью до 200 А/м и промышленной частотой от 50 до 1000 Гц. Их конструкция выдерживает избыточное давление во фронте ударной волны до 10⁵ Па и напор воздуха до 400 м/с. Диапазоны измерения оптической плотности $D \approx 0.03-3.5$ и удельной поверхности капель $S = 9.2D/L \approx 1-300 \text{ м}^2/\text{м}^3$ при их объемной концентрации менее 0.1% об. [3]; интервал анализируемой температуры T = 100-330 К с быстродействием $\tau \le 0.15$ с; детектируемая интенсивность осадков dV/dt = 2-30 мм/с с ошибкой менее 10% при $T \ge 100$ K [2].

Быстродействие анализатора III составляет 5 мкс и почти в 10⁵ раз превосходит быстродействие блока II. Это позволяет осуществлять экспрессдиагностику распада выбросов с.п.г. в атмосферу за счет кавитации и аэродинамического дробления [1, 2]. Отметим, что быстрое и существенное изменение оптической плотности атмосферы на объектах топливно-энергетического комплекса может быть обусловлено аварийным выбросом с.п.г.

Таким образом, созданные анализаторы техногенных выбросов с.п.г. для объектов топливноэнергетического комплекса обеспечивают возможность быстрого измерения флуктуирующих значений *C*, *D*, *S* и *T*, а также анализа криогенных осадков с $T \ge 100$ К. Проведены их испытания при моделировании крупномасштабных аварий на предприятиях топливно-энергетического комплекса с образованием истечений с.п.г. в атмосферу объемом до $10^5 - 10^7$ м³. Исследована кинетика становления и рассеивания с.п.г. Установлено, что при авариях, связанных с крупномасштабными импульсными выбросами и проливами с.п.г., внутри облаков образуются локальные пожаровзрывоопасные области углеводородно-воздушной смеси объемом от 10³ м³. Длительность их существования зависит от условий распыления или пролива с.п.г., а также от состояния атмосферы и грунта/воды.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по теме "Разработка физикотехнических основ методов измерения параметров аэрозольных и парогазовых облаков, возникающих при крупномасштабных авариях на объектах ТЭК и создание экспериментальных образцов систем диагностики аэрозольных облаков согласно приказу 2100 от 16.09.2019".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
- Горев В.А., Овсянников Д.Л. // Пожаровзрывобезопасность. Процессы горения, детонации и взрыва. 2019. Т. 28. № 1. С. 14. doi. С.14. https://doi.org/10.18322/PVB.28.01
- 3. Алексеев В.И., Загнитько А.В., Мацуков И.Д. Патент № 200354 РФ на полезную модель // Бюл. № 29. Опубл. 20.10.2020.
- Заенитько А.В., Зарецкий Н.П., Мацуков И.Д. Патент № 191610 РФ на полезную модель // Бюл. № 23. Опубл. 14.08.2019.

Адрес для справок: Россия, 123182, Москва, площадь Курчатова, 1, НИЦ "Курчатовский институт", e-mail: zagnitko av@nrcki.ru

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816221040303

ОБЗОРЫ

Куцаев С.В. Новые технологии для создания малогабаритных линейных ускорителей электронов (*обзор*). — 30 с., 17 рис.

Приводится обзор новых технологий, позволяющих реализовать такие современные принципы разработки и создания прикладных линейных ускорителей электронов, как модульность, миниатюризация и снижение их стоимости. Развитие ускорителей в данном направлении стало возможным благодаря появлению таких технологий, как компактные источники высокочастного (в.ч.) питания, эффективные подходы к изготовлению ускоряющих структур, а также повышение ускоряющих градиентов и снижение мощности в.ч.-потерь в структурах. Обзор основан на опыте работы автора по разработке малогабаритных ускорителей.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

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 многоканального сцинтилляционного спектрометра. — 9 с., 7 рис.

Представлены результаты калибровки многоканального сцинтилляционного спектрометра толщиной 2.5 X_0 на пучке вторичных электронов ускорителя "Пахра" Физического института имени П.Н. Лебедева РАН с энергий в диапазоне от 23 до 280 МэВ. Относительное энергетическое разрешение спектрометра зависит от энергии электронов и толщины спектрометра. Наилучшее относительное энергетическое разрешение спектрометра достигается при энергии электронов ~90 МэВ и составляет $\delta = 13\%$ и $\delta = 9.4\%$ при толщинах спектрометра $1X_0$ и 2.5 X_0 соответственно.

Баранов А.Г., Басков В.А., Герасимов Д.П., Губер Ф.Ф., Дронов В.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Львов А.И., Морозов С.В., Наумов П.Ю., Полянский В.В., Решетин А.И., Салахутдинов Г.Х. Передние годоскопы заряженных фрагментов ядер для эксперимента BM@N. – 7 с., 5 рис.

Разработаны и изготовлены два варианта переднего годоскопа: на основе сцинтилляционных и радиационно-стойких кварцевых пластин. Годоскопы предназначены для регистрации ионов в эксперименте BM@N на ускорительном комплексе NICA. На калибровочном пучке вторичных электронов синхротрона "Пахра" ФИАН измерены световые выходы и их неоднородность в зависимости от координаты прохождения частиц через пластины годоскопов. Бессараб А.В., Богомолов В.И., Иванов В.В., Мартыненко С.П., Прокуронов М.В., Шабалин А.Н., Шубин С.А. Низкофоновое детектирующее устройство на основе метода бета-гамма-совпадений для измерения степени обжатия топлива в процессе лазерного термоядерного синтеза. — 13 с., 6 рис.

Описана конструкция и приведены результаты исследования характеристик детектирующего устройства на основе метода β-ү-совпадений для определения произведения плотности топлива (DT-газа), облученного в процессе лазерного термоядерного синтеза на установке "Искра-5", на его радиус в момент максимального сжатия: (р*R*). Данная величина характеризует степень приближения состояния DT-газа к условиям зажигания термоядерной реакции. Она определяется путем регистрации детектирующим устройством излучения β-радиоактивного нуклида ²⁸Al, ядра которого образуются при облучении нейтронным потоком ядер ²⁸Si, входящего в состав стеклянной оболочки микромишени, содержащей DT-газ. Число образовавшихся ядер ²⁸Al пропорционально величине $\langle \rho R \rangle$. Детектирующее устройство состоит из двух включенных по схеме совпадений детекторов, один из которых у-детектор на основе кристалла NaI(Tl) размером Ø200 × 200 мм с колодцем Ø75 × 150 мм. предназначенный для регистрации у-квантов с энергией 1.836 МэВ, второй – размещенный в колодце γ-детектора β-детектор. Образен с ялрами ²⁸Al через отверстие в β-летекторе помещают в центре детектирующего устройства. Это практически обеспечивает 4π-геометрию измерений. Эффективность регистрации β-распада ядер ²⁸Al детектирующим устройством составляет ~12%, фон ~0.5 импульса/мин.

Кузьмин Е.С., Зимин И.Ю. Оптимизация структуры гетерогенного сцинтиллятора для регистрации тепловых нейтронов. – 10 с., 6 рис.

Представлены результаты моделирования и оптимизации композитного сцинтиллятора для регистрации тепловых нейтронов. Моделировалось взаимодействие тепловых нейтронов и γ-квантов с композитами, состоящими из расположенных в органической матрице фрагментов стеклянного сцинтиллятора, содержащего ⁶Li. Целью исследований было определение структуры композита, обладающего высокой чувствительностью к тепловым нейтронам и обеспечивающего эффективное подавление сигналов от γ-квантов. В ходе моделирования были определены оптимальные структурные параметры композита, такие как размер фрагментов и концентрация стекла. Согласно представленным результатам моделирования, оптимизированные композиты в условиях облучения тепловыми нейтронами могут обеспечить эффективность обнаружения нейтронов не менее 50% с чувствительностью к γ -квантам на уровне $\eta < 10^{-6}$.

Сучков С.И., Архангельский А.И., Басков В.А., Гальпер А.М., Далькаров О.Д., Львов А.И., Паппе Н.Ю., Полянский В.В., Топчиев Н.П., Чернышева И.В. Калибровка макета калориметра гамма-телескопа ГАММА-400 на пучке позитронов ускорителя "Пахра". – 11 с., 9 рис.

На электронном синхротроне C-25P "Пахра" ФИАН проведена калибровка макета электромагнитного калориметра γ-телескопа ГАММА-400. Результаты измерения энергетического разрешения согласуются с результатами расчетов методом Монте-Карло характеристик калориметра ГАММА-400. Подтверждена возможность применения ускорителя C-25P "Пахра" ФИАН для калибровок детекторов в различных экспериментах.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Коротков С.В., Жмодиков А.Л. Мощный диодно-динисторный генератор для газоразрядных технологий. – 7 с., 5 рис.

Рассмотрен генератор импульсов высокого напряжения, содержащий выходную цепь на основе последовательно соединенных блоков реверсивно включаемых динисторов и диодов с резким восстановлением. На нагрузке 50 Ом он формирует импульсы напряжения с фронтом 4 нс и амплитудой 24 кВ. Приведены результаты использования генератора для создания разрядов в атмосферном воздухе. На частоте 100 Гц генератор формирует импульсы разрядного тока с амплитудой 1.7 кА и фронтом 900 нс и коммутирует в канал разряда энергию ~3 Дж. Показана возможность существенного увеличения коммутируемой энергии.

Коротков С.В., Кузнецов А.С., Аристов Ю.В. Генератор мощных объемных разрядов наносекундной длительности. – 6 с., 6 рис.

Описан генератор мощных наносекундных импульсов, содержащий высоковольтный блок, выполненный на основе цепи магнитного сжатия и диодного прерывателя тока, и низковольтный транзисторный блок, который обеспечивает высокоэффективную коммутацию энергии в высоковольтный блок. Приведены результаты использования генератора в экспериментальной плазменной установке, разработанной для исследования возможности синтеза кремния из смеси H₂ и SiF₄.

Лубков А.А., Котов В.Н., Перебейнос С.В., Зотов А.А. Генератор высоковольтных биполярных импульсов. — 13 с., 9 рис.

Разработан генератор высоковольтных биполярных импульсов с регулируемыми значениями частоты переключения (0–2000 Гц) и амплитуды выходного напряжения (300–3600 В), равной по модулю у импульсов разной полярности. Длительность фронтов выходных импульсов напряжения при работе на емкостную нагрузку 400 п Φ – не более 3 мкс. Асимметрия действующих значений напряжений импульсов разной полярности при частотах переключения 0–200 Гц не более 0.02%. Генератор обеспечивает синхронизацию моментов переключения высокого напряжения с работой видеокамеры магнитографа и других устройств. Генератор может быть использован в различных областях экспериментальной физики, связанных с поляризационными измерениями.

Рожков А.В. Высоковольтный высокочастотный генератор субнаносекундных импульсов на основе арсенид-галлиевых дрейфовых диодов с резким восстановлением. – 7 с., 3 рис.

Показана перспектива использования высоковольтных дрейфовых GaAs-диодов с резким восстановлением для формирования импульсов субнаносекундной длительности. Приводится электрическая схема генератора, обеспечивающего при общей эффективности не менее 25% получение на нагрузке 50 Ом импульсов амплитудой до 550 В с временем нарастания напряжения 0.43 нс, длительностью на полувысоте амплитуды 0.73 нс и частотой следования до 200 кГц.

Ш о ш и н Е.Л. Дискретные поляризационные модуляторы радиолокационных сигналов. — 13 с., 6 рис.

Рассмотрен метод формирования неполяризованных электромагнитных волн. Проведен анализ погрешности измерения параметров Стокса рассеянной радиоволны при внешней калибровке радиолокационного поляриметра с использованием неполяризованных зондирующих радиосигналов. Описана конструкция диодного волноводного-планарного формирователя, обладающего быстродействием переключения 1 мкс при реализации дискретной поляризационной модуляции зондирующих радиосигналов. Описана конструкция коммутируемого волноводного модулятора, формирующего мощные неполяризованные радиолокационные сигналы. Приведены рабочие характеристики поляризационных модуляторов.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. Акустооптический дефлектор на парателлурите – повышение тепловой стабильности параметров. — 9 с., 8 рис.

Экспериментально исследованы явления, возникающие при внутреннем нагреве (выделении управляющей радиомощности) акустооптического дефлектора на основе парателлурита с отводом тепла от пьезопреобразователя через жидкостный контакт. Установлено, что, кроме температурного дрейфа скорости звука и показателей преломления, существенное влияние на характеристики дефлектора оказывает температурная неоднородность. При этом объем кристалла ведет себя как оптический клин – более оптически плотный у преобразователя, и менее плотный – при удалении от него. Обнаружен эффект внутренней компенсации тепловой девиации положения дифрагированного луча при определенной ориентации дефлектора.

Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. Акустооптический модулятор для лазерных доплеровских анемометров потоков жидкости и газа. – 9 с., 6 рис.

Рассмотрена схема лазерного доплеровского двухлучевого анемометра потока жидкости или газа на основе акустооптического модулятора на кристалле TeO₂, выполняющего функции делителя луча и сдвигателя частоты света. Показано, что режим акустооптической дифракции — аксиальное двухфононное взаимодействие на медленной акустической моде — наиболее оптимален для схем анемометров. В этом режиме формируются два равноинтенсивных дифрагированных луча с однонаправленными поляризациями, разность частот между которыми равна удвоенной частоте ультразвука. Выполнен расчет частоты параметров модулятора для анемометров с различными длинами волн света.

Градобоев А.В., Орлова К.Н., Симонова А.В., Седнев В.В. Имитация различных внешних воздействий на светодиоды схемным моделированием объемных каналов утечки тока. – 16 с., 19 рис.

Описана методика физического моделирования влияния объемных каналов утечки тока (дислокаций) на электрофизические и светотехнические характеристики светодиодов путем подключения параллельно *p*-*n*-переходу светодиода омического сопротивления или другого *p*-*n*-перехода. Установлены соотношения, позволяющие определить изменение электрофизических и светотехнических характеристик светодиолов при возлействии различных внешних факторов (ионизирующего излучения, длительной эксплуатации и т.д.). Используя полученные соотношения, можно определить электрофизические характеристики дислокаций по изменению электрофизических и светотехнических характеристик светодиодов при учете роли дислокаций. На основе известных литературных данных показана эффективность использования установленных соотношений при анализе характеристик светодиодов, подвергнутых внешним воздействиям.

Жидков Н.В., Поздняков Е.В., Суслов Н.А. Фокусировка рентгеновского излучения с энергией квантов 9.5 кэВ эллипсоидом с кристаллом HOPG. – 9 с., 4 рис.

Описана постановка и результаты полномасштабных экспериментов на лазерной установке "Искра-5" (150 Дж лазерной энергии в импульсе длительностью 0.3 нс, плотность потока лазерного излучения на мишени $1.6 \cdot 10^{15}$ Вт/см²) по фокусировке жесткого рентгеновского излучения от лазер-плазменного источника с Gaмишенью с помощью эллипсоида с кристаллом НОРG. Описана конструкция указателя, позволившая в экспериментах источник рентгеновского излучения создавать в фокусе эллипсоида с точностью не хуже 100 мкм. В полномасштабных экспериментах на расстоянии 250 мм достигнута фокусировка рентгеновского излучения в пятно диаметром 1 мм. Получено восьмидесятикратное увеличение плотности потока рентгеновского излучения с энергией квантов 9.5 кэВ.

Исмагилов Р.Р., Логинов А.Б., Малыхин С.А., Клещ В.И., Образцов А.Н. Анализ низкотемпературной плазмы методом оптической эмиссионной спектроскопии с пространственным сканированием. — 10 с., 4 рис.

Описана автоматизированная установка, позволяющая получать карты пространственного распределения состава и интенсивности компонент оптических эмиссионных спектров активированной газовой среды, а также проводить термометрию методами машинного обучения, основанного на быстром сопоставлении расчетных и экспериментально регистрируемых спектров излучения. Интерпретируемый язык программирования Python с набором специализированных библиотек использовался как для автоматизации регистрации спектров, так и для их анализа с помощью методов машинного обучения. Установка апробирована на примере метан-водородной газовой среды, активированной разрядом постоянного тока, в установке по плазмохимическому осаждению углеродных наноматериалов. Программные средства автоматизированной установки позволяют дополнить методику измерений посредством включения дополнительных программных модулей без изменения программного кода основной управляющей программы.

Карнаушкин П.В., Константинов Ю.А. Экспериментальная методика юстировки соединения канального оптического волновода с волоконным световодом по отражениям от дальнего торца волновода. — 11 с., 4 рис.

Представлена методика юстировки волновода фотонной интегральной схемы и волоконного световода по отражениям от дальнего торца волновода, полученным с помощью метода оптической рефлектометрии в частотной области. Рефлектометр сконструирован на основе интерферометра Майкельсона. В качестве измерительного плеча интерферометра служила линия, образованная волоконным световодом и канальным волноводом фотонной интегральной схемы. Фотонная интегральная схема с протонно-обменными канальными волноводами из LiNbO3 была отполирована под углом 10°, а наконечник с волоконным световодом — под углом 15°. В работе проведены и проанализированы эксперименты по юстировке волоконного световода и волновода. Показано, что амплитуда отраженного от лальнего ториа волновола сигнала опрелелялась размером продольных и боковых смещений между волоконным световодом и волноводом. Максимальное значение амплитуды пика составило 16 дБ. В ходе экспериментов установлено, что точность методики юстировки составила 4, 1 и 1 мкм по осям X, Y и Z соответственно.

Кривошеев А.И., Константинов Ю.А., Барков Ф.Л., Первадчук В.П. Сравнительный анализ точности определения сдвига бриллюэновской частоты в экстремально зашумленных спектрах различными корреляционными методами. — 10 с., 5 рис.

С использованием одних и тех же экстремально зашумленных данных сравниваются два корреляционных метода поиска максимумов бриллюэновских спектров. Первый метод представляет собой известный способ корреляции полученного сигнала с идеальной функцией Лоренца. Во втором методе, разработанном авторами ранее, вместо функции Лоренца используется этот же исследуемый спектр, но инвертированный по оси частот. Помимо оценки точности обоих методов, проведено их сравнение с классическим методом аппроксимации лоренцевой функцией. Дана оценка точности рассмотренных методов в зависимости от вероятности появления артефактов в спектрах бриллюэновского рассеяния. Показано, что при превышении 9%-ной вероятности появления артефакта разработанный ранее авторами метод показывает лучшие результаты, чем остальные рассмотренные методы.

Мещеряков А.И., Гришина И.А., Вафин И.Ю. Квопросу о существовании "рентгеновской ямы" в режимах омического и электронного циклотронного резонансного нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. – 8 с., 5 рис.

Предпринята попытка обнаружить путем прямых спектральных измерений явление "рентгеновской ямы" в различных режимах нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. Явлением "рентгеновской ямы" называют аномально сильное поглощение мягкого рентгеновского излучения плазмы при его прохождении через бериллиевые фольги толщиной 90 мкм и более, которое наблюдалось на токамаке T-11M и ряде других токамаков. В эксперименте использованы сканирующий спектрометр и многохордовая диагностика мягкого рентгеновского излучения. Показано, что при параметрах плазмы, близких к параметрам плазмы на токамаке T-11M, на стеллараторе Л-2M не удалось зарегистрировать явление "рентгеновской ямы" ни в режиме омического нагрева, ни в режиме электронного циклотронного резонансного нагрева плазмы.

Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Федоренко Ю.В., Филатов М.В., Никитенко А.С. Трехкомпонентный приемник сигналов очень низкого частотного диапазона с прецизионной привязкой данных к Мировому времени. — 19 с., 5 рис.

Описан разработанный трехкомпонентный приемник сигналов очень низкого частотного диапазона, позволяющий регистрировать две горизонтальные магнитные и вертикальную электрическую компоненты электромагнитного поля в диапазоне частот от 300 Гц до 15 кГц. Особенностями приемника являются применение гальванического разделения цифровой и аналоговой частей регистратора и прецизионная привязка данных к мировому времени с ошибкой не более 1 мкс.

Сокол-Кутыловский О.Л. Магнитный шум феррозондов и магнитомодуляционных датчиков с аморфным ферромагнитным сердечником. – 10 с., 2 рис.

Отмечено, что основная часть магнитного шума в феррозондах и магнитомодуляционных датчиках с сердечниками из аморфных ферромагнитных сплавов, полученных методом быстрой закалки, возникает в результате сильного магнитоупругого взаимодействия. Рассмотрены последние достижения в снижении порога чувствительности активных датчиков слабого магнитного поля на основе аморфных ферромагнетиков. Выполнена оценка средней амплитуды магнитного шума магнитомодуляционных датчиков с аморфным ферромагнитным сердечником, работающих в режиме автопараметрического усиления. Показано, что средняя амплитуда магнитного шума магнитомодуляционных датчиков может составлять ~0.45 пТл на частоте 0.1 Гц и менее 0.1 пТл на частотах выше 3 Гц.

Трубицын А.А., Грачев Е.Ю. Цифровой детектор рентгеновских изображений. – 13 с., 8 рис.

Разработан детектор рентгеновских изображений для установки микрофокусной рентгенографии. Применение элемента поликапиллярной оптики, сопряженного с серийно выпускаемым сенсором на основе комплементарных структур металл—оксид—полупроводник, позволило создать компактную конструкцию детектора без громоздкого объектива. Приведены методики экспериментального определения параметров и характеристик детектора. Определено базовое пространственное разрешение изготовленного детектора, проведена оценка отношения сигнал/шум полученных изображений и построены функции передачи модуляции. Для работы с детектором создано программное обеспечение на языке C++; представлены его основные возможности и функционал.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Ксенофонтов С.Ю., Купаев А.В., Василенкова Т.В., Терпелов Д.А., Шилягин П.А., Моисеев А.А., Геликонов Г.В. Высокопроизводительный модуль сбора данных и управления широко-

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021

полосным спектрометром ближнего инфракрасного диапазона на основе интерфейса USB 3.0. – 13 с., 6 рис.

Описаны конструкция и принцип работы модуля сбора данных и управления широкополосным спектрометром ближнего инфракрасного диапазона, разработанного в качестве основного интерфейсного устройства в составе системы визуализации внутриглазных структур методом оптической когерентной томографии. Достигнутые технические характеристики этого модуля позволяют создать спектральную диагностическую систему оптической когерентной томографии с показателем продольного разрешения в несколько микрометров. Использование в качестве основного канала связи с компьютером интерфейса USB 3.0 обеспечивает компактность, мобильность и универсальность диагностической системы. Была обеспечена работоспособность системы сбора данных на фоне вычислительно-сложных асинхронных процедур синтеза непрерывного потока томографических изображений в реальном времени, что позволяет обеспечить интерактивный режим использования системы визуализации.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Аймаганбетов К.П., Алдияров А.У., Жантуаров С.Р., Алмасов Н.Ж., Теруков Е.И., Токмолдин Н.С. Низкотемпературная ячейка для проведения высокочастотных электрофизических измерений полупроводниковых устройств. – 9 с., 6 рис.

Описана экспериментальная измерительная ячейка, предназначенная для исследования электрофизических характеристик полупроводниковых элементов при низких температурах. В отличие от традиционных двухконтактных установок такого типа, разработанная экспериментальная ячейка имеет три измерительных контакта, позволяющих проводить электрофизические измерения плоских и объемных образцов. Рабочий температурный диапазон ячейки составляет ≥16 К. Проведены измерения импедансных характеристик гетеропереходного кремниевого и перовскитного солнечных элементов в диапазонах частоты от 100 Гц до 5 МГц и температуры от 120 до 300 К. Результаты измерений удовлетворительно согласуются с литературными данными.

Бурдин В.В., Константинов Ю.А., Клод Д., Латкин К.П., Белокрылов М.Е., Кривошеев А.И., Цибиногина М.К. Многостадийный контроль качества активных волоконных световодов. — 13 с., 11 рис.

Разработан комплекс методик и сконструированы установки для многостадийного контроля качества активных волоконных световодов. Комплекс включает в себя экспериментальный стенд для измерения гидроксильных групп в крупке кварцевого стекла по поглощению крупки в области обертона валентных колебаний О-Н-групп 1300-1450 нм; установку для измерения концентрации ионов эрбия в преформе (метод основан на измерении интенсивности люминесценции ионов эрбия в области длин волн 1.54–1.56 мкм); а также экспериментальный рефлектометр для контроля качества активных оптических волокон. Указанные экспериментальные методики вместе представляют собой гибкий инструмент мониторинга качества активных волокон на стадиях от подготовки сырья до тестирования готовых волокон.

Рютин С.Б. Установка для исследования нестационарного теплообмена в жидких средах. – 6 с., 4 рис.

Описана установка, предназначенная для исследования нестационарного теплообмена в различных жидких средах методом управляемого нагрева тонкого проволочного зонда. Главным звеном установки является быстродействующий электронный регулятор, обеспечивающий управление мощностью, рассеиваемой на зонде в зависимости от управляющего напряжения на входе регулятора. Основные параметры установки: зондом является платиновая проволока \emptyset 20 мкм и длиной 1 см, время реакции регулятора $\approx 1-2$ мкс, точность поддержания значения мощности 0.05%, время нагрева 1—500 мс, плотность теплового потока с поверхности зонда до 20 МВт/м². Представлена методика измерений и приведен пример применения установки для исследования спинодального распада водного раствора полипропиленгликоля (ППГ-425), имеющего нижнюю критическую температуру растворения.

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах. Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описание достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepareelectonic-version/supplementary-materials/. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них – 2 страниц и 1 рисунка, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, -2-3 страниц текста и 1-2 рисунков, рекламных объявлений – 1 страницы и 1 рисунка на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юрилическая 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

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 4 2021

1-2 мм. Величины деталей радиосхем следует vказывать 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 MOM - 2 M; 1.1 Γ OM - 1.1 Γ : 15 $\pi \Phi - 15$ π : $2.2 \,\mathrm{H}\Phi - 2 \,\mathrm{H}; 1.0 \,\mathrm{MK}\Phi - 1$). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тшательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осшиллограммы, 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/ pre-pare-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/