Номер 3, 2021

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Медленный вывод пучка ядер углерода из синхротрона У-70

Ю. М. Антипов, Г. И. Бритвич, С. В. Иванов, В. А. Калинин, О. П. Лебедев, Э. А. Людмирский, А. В. Максимов, А. В. Минченко, А. П. Солдатов, Г. В. Хитев	5
Амплитудные параметры прототипов передних годоскопов для эксперимента BM@N	
А. Г. Баранов, Ф. Ф. Губер, А. П. Ивашкин, А. В. Известный,	
С. В. Морозов, А. И. Решетин, В. А. Басков, В. А. Дронов,	
А. И. Львов, В. В. Полянский, Г. Х. Салахутдинов, П. Ю. Наумов	15

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Автоматическая обработка отпечатков микротвердомеров методами компьютерного зрения

А. П. Федоткин, И. В. Лактионов, К. С. Кравчук, И. И. Маслеников, А. С. Усеинов

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Программно-аппаратный комплекс для проектирования и натурно-модельных испытаний широкополосных систем радиосвязи, радиолокации и навигации высокоскоростных объектов

О. В. Болховская, А. В. Елохин, А. О. Кокарев, В. С. Сергеев, И. С. Сорокин, А. А. Спирин, А. А. Мальцев

Импульсный магнетронный генератор сверхвысокой частоты на основе твердотельного коммутатора

Е. Ю. Буркин, В. В. Свиридов, П. Ю. Чумерин

Исследование стабильности включения сильноточного импульсного ускорителя с оптическим управлением

А. И. Липчак, С. В. Барахвостов

20

27

34

Тиристорный генератор микросекундных прямоугольных импульсов высокого напряжения	
С. В. Коротков, А. Л. Жмодиков, Д. А. Коротков	45
Высокоэффективный генератор мощных высоковольтных импульсов с микросекундной длительностью	
С. В. Коротков, Ю. В. Аристов, А. Л. Жмодиков, Д. А. Коротков	50
Высоковольтный тиристорный генератор мощных импульсов тока с субмикросекундным фронтом	
С. В. Коротков, А. Л. Жмодиков, Д. А. Коротков	55
ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА	
Разработка системы плазменной очистки входного зеркала оптической диагностики ИТЭР "Активная спектроскопия" на основе разряда с сеточным полым катодом	
А. В. Рогов, Ю. В. Капустин	60
Коаксиальный цилиндрический электростатический анализатор энергии электронов (спиратрон) и его характеристики	
О. Б. Шпеник, Т. Ю. Попик, А. Н. Завилопуло	68
Метод коррекции показаний при оценке контраста интерференционных полос с помощью 8-битовых веб-камер	
О. Н. Будаговская, А. В. Будаговский, И. А. Будаговский	75
Оптимизация эксплуатационных параметров акустооптической линии задержки	
А. Р. Гасанов, Р. А. Гасанов, Р. А. Ахмедов, М. В. Садыхов	82
Модернизация спектрометров ядерного магнитного резонанса Bruker на современной цифровой базе	
С. В. Журенко, А. В. Ткачёв, А. В. Гунбин, А. А. Гиппиус	88
Магнитные системы для радиоспектрометра электронного парамагнитного резонаса	
Н В Тараник Л В Варюхин А Я Лаптиенко Л О Федюк	95

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Термолюминесцентные детекторы ионизирующего излучения высокой плотности	
Н. Л. Алукер, А. С. Артамонов, М. Herrmann	98
Разработка высокоэффективных кремниевых детекторов и электронных блоков для радиометра α-излучения	
Р. А. Муминов, С. А. Раджапов, Ф. Г. Муллагалиева, Б. С. Раджапов, М. А. Зуфаров, К. М. Нурбоев, Г. М. Ахмедов	106
Полетная калибровка фотоприемника детектора ТУС	
П. А. Климов, К. Ф. Сигаева, С. А. Шаракин	112
Установка для лазерной инженерии микробиологических систем	
Н. В. Минаев, Е. О. Епифанов, В. И. Юсупов	119
Автономный акустический регистратор и его применение в составе гидрофизического комплекса	
А. А. Пивоваров, И. О. Ярощук, Г. И. Долгих, А. Н. Швырев, А. Н. Самченко	123

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Стенд лазерного катализа

В. Н. Снытников, Вл. Н. Снытников, Н. С. Масюк, Т. В. Маркелова, В. Н. Пармон	129
Определение размера фокусного пятна тормозного излучения бетатрона с использованием коллиматоров	
В. Б. Сорокин, Е. Л. Маликов	138
Визуализация дифракционного контраста между ферритной и мартенситной фазами стали методом нейтронной радиографии	
М. М. Мурашев, В. П. Глазков, В. Т. Эм	147

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Система автоматизированного управления магнитными элементами для фокусировки и коррекции положения пучка ускорителя ЛИНАК-200

М. И. Госткин, Д. Е. Донец, В. В. Кобец, Д. О. Леушин,

М. А. Ноздрин, Д. О. Понкин, А. Н. Трифонов, И. В. Шириков

Автономный спектрозональный осветительный прибор	
с функцией белого света с высоким индексом цветопередачи	
$U \ \Gamma \ \Pi_{abuuroaa} = B \ Kananuuvr = C \ Chuunuoa$	
Н. Г. Пальчикова, Е. Б. Карамииук, Е. С. Смирнов, Е. И. Пальчикова, М. С. Санойовиче	155
Е. И. Пальчиков, М. С. Самоиленко	155
Установка высокого давления с внешним нагревом	
для in situ исследований фазовых переходов	
Н В Чепткова А В Спиерк Е С Захапиенко Ю А Литеци	
D E C d	150
О. 1. Сифонов, А. П. Повиков, Б. С. Ефимченко, К. П. Мелетов	138
СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ	
Аннотации статей намечаемых к публикации в журнале ПТЭ	161
и потадии статой, наме немых к пусликации в журнале 1110	101
Правила публикации в ПТЭ	165

= ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 621.384

МЕДЛЕННЫЙ ВЫВОД ПУЧКА ЯДЕР УГЛЕРОДА ИЗ СИНХРОТРОНА У-70

© 2021 г. Ю. М. Антипов^{*a*}, Г. И. Бритвич^{*a*}, С. В. Иванов^{*a*}, В. А. Калинин^{*a*,*}, О. П. Лебедев^{*a*}, Э. А. Людмирский^{*a*}, А. В. Максимов^{*a*}, А. В. Минченко^{*a*}, А. П. Солдатов^{*a*}, Г. В. Хитев^{*a*}

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

> Россия, 142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1 *e-mail: vakalinin@ihep.ru

Поступила в редакцию 09.07.2020 г. После доработки 02.10.2020 г. Принята к публикации 21.10.2020 г.

Представлена система медленного вывода пучка из синхротрона У-70 НИЦ "Курчатовский институт" – ИФВЭ (Протвино). Система находится в эксплуатации с 2013 года и используется для вывода пучка ядер углерода промежуточной энергии (455 МэВ/нуклон) для прикладных радиобиологических исследований. Рассмотрены вопросы динамики пучка и инженерной реализации этой системы. Приводятся экспериментальные результаты, полученные на У-70 и подтверждающие достижение проектных параметров.

DOI: 10.31857/S0032816221020117

1. ВВЕДЕНИЕ

В 2011 году в Ускорительном комплексе (протонов) У-70 НИЦ "Курчатовский институт" – ИФВЭ было успешно освоено ускорение пучков ядер углерода. Углеродные пучки высокой энергии (до 25–35 ГэВ/нуклон) предназначены для экспериментальных исследований по ядерной физике и физике элементарных частиц. Пучки ядер углерода с удельной кинетической энергией до 455 МэВ/нуклон используются для прикладных радиобиологических исследований.

Энергия пучка, равная 455 МэВ/нуклон, достигается в результате ускорения ядер углерода в быстром синхротроне У-1.5 – инжекторе (бустере) большого синхротрона У-70.

В ходе подготовки программы прикладных исследований с помощью пучков ядер углерода промежуточной энергии возникло предложение об использовании кольца синхротрона У-70 при постоянном ведущем магнитном поле в режиме накопителя и растяжителя ионного пучка, в котором кольцевой электромагнит У-70 питается от обособленного маломощного (<30 кВт) источника тока. Этот режим позволяет обеспечить транспортировку (на расстояние около 350 м) и медленный вывод (длительность до 1 с) пучка в экспериментальный зал 1 БВ.

Ключевой технологической системой для реализации такого режима является новая система

медленного вывода пучка, которую необходимо было создать в условиях ограничений уже действующей установки без сопутствующего деструктивного влияния на стандартные протонные режимы У-70.

В данной статье излагаются результаты работ над системой медленного вывода пучка промежуточной энергии из У-70. Приводятся данные экспериментальных измерений на пучке, подтверждающие достоверность расчетных методик и работоспособность использованных технических решений.

Система находится в штатной эксплуатации с 2013 года.

2. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Рассматривается система медленного вывода пучка ядер углерода из ускорителя У-70 на нижнем плато магнитного поля. Применяется классическая двухкаскадная схема Ріссіопі—Wright [1, 2]. Она использует тонкую внутреннюю мишень-замедлитель (далее *BM*) и отклоняющий магнит с тонкой перегородкой (септумом), так называемый септум-магнит (*CM*), которые разнесены по фазе ψ бетатронного движения на π .

Подобная схема ранее успешно применялась для вывода протонного пучка в слабофокусирующем протонном синхротроне COSMOTRON [3] (BNL, США, 1953–1966 гг.). Она оказалась при-



Рис. 1. Оптические функции У-70 на участке вывода.

влекательной для вывода углеродного пучка промежуточной энергии из сильнофокусирующего синхротрона У-70 по двум причинам.

С одной стороны, смещенная с центральной орбиты выводимая фракция пучка локализована лишь на 1/20 длины орбиты У-70 без многооборотного циклического движения по кольцу. Это минимизирует потери выводимого пучка на ограничениях апертуры вакуумной камеры У-70.

С другой стороны, в сравнении с ускоренными протонами пучок ядер углерода при пересечении мишени-замедлителя имеет увеличенные ионизационные потери энергии (это рабочий механизм схемы вывода) и меньший угол сопутствующего многократного кулоновского рассеяния (м.к.р.) в веществе мишени (деструктивный фактор). В результате достигаются высокие (вблизи 75–80%) коэффициенты пропускания тока выводимого пучка по трассе BM–СM (так называемая эффективность вывода). Эти же особенности взаимодействия углеродного пучка с веществом делают его привлекательным для ионной лучевой терапии — одной из планируемых областей применения медленно выведенного углеродного пучка У-70.

Схема вывода поясняется с помощью конкретного набора числовых параметров, соответствующего рабочей конфигурации У-70.

3. МАГНИТНАЯ ОПТИКА КОЛЬЦА У-70

Графики оптических функций (функций Твисса) магнитной структуры синхротрона У-70 приведены на рис. 1, где $\beta_{x,}$, β_{y} – горизонтальная и вертикальная амплитудные функции, D_{x} – горизонтальная дисперсионная функция. Рассмотрен участок от прямолинейного промежутка $\Pi\Pi_{28}$ до $\Pi\Pi_{40}$ (оба включительно). Вертикальные линии указывают на границы промежутков $\Pi\Pi_{28}$ (длина 2.55 м) и $\Pi\Pi_{34}$ (4.79 м). Оборудование и трассы пучка на участке магнитной структуры от $\Pi\Pi_{28}$ до $\Pi\Pi_{34}$ используются при выводе.

Экстремумы β-функций достигаются в магнитных блоках с совмещенными функциями поворота и фокусировки. Номер магнита совпадает с номером предшествующего ему (по ходу пучка) прямолинейного промежутка *ПП*. Магниты с четными номерами являются фокусирующими, а с нечетными — дефокусирующими в горизонтальном направлении.

Начало отсчета продольной координаты *s* и бетатронной фазы ψ совмещено с началом $\Pi\Pi_{28}$. Протяженность показанного на рис. 1 участка магнитной структуры составляет 1/10 длины орбиты У-70, L = 1 483.70 м. Горизонтальная размерная линия отмечает один (четвертый из 12) стандартный суперпериод магнитной структуры У-70, имеющий протяженность L/12 = 123.64 м (между серединами промежутков $\Pi\Pi_{30}$ и $\Pi\Pi_{40}$).

Тонкая внутренняя мишень-замедлитель *BM* системы вывода размещается в начале промежутка $\Pi\Pi_{28}$ (*s* = 0) на внешней стороне орбиты. Магнит *CM* расположен в первой по ходу пучка половине $\Pi\Pi_{34}$ с внутренней стороны орбиты. Выведенная фракция пучка покидает кольцо У-70 в $\Pi\Pi_{34}$. Направление — внутрь орбиты.

Бетатронные частоты (рабочая точка) ускорителя, соответствующие оптике рис. 1:

$$Q_x = 9.768, \quad Q_y = 9.696.$$
 (1)

Опорной координатой для определения положения и геометрических размеров апертуры CMявляется точка, в которой набег фазы ψ бетатронных колебаний относительно BM равен π .

Значения оптических функций кольца У-70 в этой точке и в начале отсчета *s*, $\psi = 0$ (*BM*) приведены в табл. 1, где $\alpha = -1/2d\beta/ds$ – одна из функ-

Направление	Обозначение	ψ	<i>s</i> , M	<i>s</i> относительно начала ПП ₃₄ , м	β, м	α	<i>D</i> , м	dD/ds
26	(0)	0	0	0.0	23.78	-1.55	2.30	0.15
X	<i>(i)</i>	π	73.96	0.90	23.02	-1.22	2.52	0.12
	(0)	0	0	0.0	30.18	1.92	0	0
У	<i>(i)</i>	π	74.46	1.40	30.01	1.50	0	0

Таблица 1. Оптические функции опорных точек трассы вывода

ций Твисса (α , β и γ). Искомый фазовый набег приходится на первые 0.2—0.3 промежутка $\Pi\Pi_{34}$ (длина 4.79 м), где размещен магнит *СМ*.

Матрица преобразования бетатронных координат между точками $\psi = 0$ и π имеет вид [4, с. 49]:

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}_{0 \to \pi} = \begin{pmatrix} -\sqrt{\frac{\beta(\pi)}{\beta(0)}} & 0 \\ \frac{\alpha(\pi) - \alpha(0)}{\sqrt{\beta(\pi)\beta(0)}} & -\sqrt{\frac{\beta(0)}{\beta(\pi)}} \end{pmatrix}.$$
 (2)

Здесь индекс направления x, y для краткости опущен, а фаза ψ используется в качестве независимой переменной. Для данных из табл. 1 матрицы преобразования (2) составят

$$\begin{pmatrix} -0.984 & 0\\ 0.014 \text{ m}^{-1} & -1.016 \end{pmatrix}_{x}, \quad \begin{pmatrix} -0.997 & 0\\ -0.014 \text{ m}^{-1} & -1.003 \end{pmatrix}_{y}.$$
 (3)

Линейные преобразования (2), (3) незначительно отличаются от минус единичного и обладают небольшой остаточной оптической силой $M_{21} \neq 0$. Благодаря $M_{12} = 0$ расходящиеся пучки траекторий с вершиной в плоскости $\psi = 0$ будут сфокусированы в плоскости $\psi = \pi$. По этой причине плоскость $\psi = 0$ также называется плоскостью объектов (предметов) *о*, а плоскость $\psi = \pi -$ плоскостью изображений *i*. Такая терминология обусловлена физической интерпретацией рассматриваемой системы вывода как оптической схемы для формирования перевернутого ионного радиографического изображения объекта — кромки *BM*, просвеченной выводимым пучком, в плоскости *i*, оказывающейся в пределах протяженного магнита *CM*.

Плоскости изображений горизонтального (x) и вертикального (y) направлений магнитной оптики не совпадают (разнесены на 0.5 м) — табл. 1.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА, ОЖИДАЮЩЕГО ВЫВОДА

Выводится пучок ядер углерода (ионов ${}^{12}C^{6+}$) с отношением "заряд—масса", равным 1/2. Удельная кинетическая энергия T = 455.0 МэВ/нуклон. Магнитная жесткость 6.851 Тл·м. Релятивистские факторы:

$$\beta = 0.741, \quad \gamma = 1.488.$$
 (4)

Радиус кривизны орбиты в магнитных блоках У-70 ρ = 194.125 м. Поэтому пучок (4) циркулирует на (нижнем) плато магнитного поля с индукцией $B = 353 \cdot 10^{-4}$ Тл (353 Гс).

Поперечный эмиттанс є определен как произведение полуосей фазового эллипса (без множителя π) по основанию распределения. Ненормализованные (геометрические) эмиттансы пучка составляют (до начала вывода)

$$\varepsilon_{x0} = 25 \text{ мм} \cdot \text{мрад}, \quad \varepsilon_{v0} = 15 \text{ мм} \cdot \text{мрад}.$$
 (5)

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021



Рис. 2. Горизонтальная огибающая функция пучка.

Обозначим $u = p - p_0$ отклонение импульса *p* от номинального (центрального) значения p_0 . Некогерентный разброс по импульсам в пучке по основанию распределения $|u| \le \delta p$, где

$$\delta p/p_0 = 0.2\%.$$
 (6)

Таким образом, полный размер пучка по импульсу составляет 28*p*.

Далее всюду рассматривается азимутально-однородный (не сгруппированный) пучок. Он более требователен к выбору параметров системы вывода и чаще востребован на практике, чем сгруппированный пучок.

Орбита (трасса, траектория), соответствующая центру некогерентного распределения пучка по импульсам (u = 0), именуется центральной орбитой (трассой, траекторией).

Для целей данной работы траектории выводимого пучка прослеживаются до конца $\Pi\Pi_{34}$, а отклоняющее действие *CM* не учитывается.

Перед началом вывода горизонтальная огибающая функция циркулирующего пучка, ожидающего вывода, составляет

$$x_{1,2}(s) = \pm \left(\sqrt{\beta_x(s)\varepsilon_{x0}} + D_x(s)\frac{\delta p}{p_0}\right).$$
(7)

Эта огибающая функция симметрична относительно центральной орбиты. График показан на рис. 2 (кривые *1*, *2*). Мишень *BM* размещается вне этой огибающей на координате

$$x_{BM} = +50 \text{ MM.}$$
 (8)

Происхождение кривых *3*, *4* и *5* поясняется далее в комментариях к рис. 3 и уравнению (9).

На практике величина (8) указывает на расстояние между кромкой *BM* и центром циркулирующего пучка. В У-70 оно может изменяться с помощью локального горизонтального искажения замкнутой орбиты между 24-м и 30-м магнитными блоками так называемого полуволнового бампа 24/30.

Возможны два способа наведения пучка на *BM* при его выводе из У-70:

 с помощью нарастающего во времени бампа 24/30 (поступательное наведение);

– с помощью контролируемой шумовой раскачки амплитуды *a_x* горизонтальных бетатронных колебаний (диффузионное наведение) и стационарного бампа 24/30, включенного в режиме так называемой "подставки".

Первый вариант относительно прост в технической реализации. Он применялся на начальном этапе пусконаладки системы, но не смог обеспечить приемлемое качество медленного вывода.

Второй вариант оказывается более привлекательным для вывода в прикладных целях (радиобиология, лучевая терапия). Им обеспечены квазистационарные режимы работы магнитной оптики, отсутствие эффекта вариации по времени ("пробежки") среднего импульса частиц выводимой фракции, быстрая отсечка и включение вывода по внешней команде, малые пульсации выведенного тока и др. [5, 6]. Поэтому в данной статье рассматривается только второй вариант.

На рис. 3 показаны фазовые эллипсы (эллипсы Флоке) для частиц с импульсами $\pm \delta p/p_0$ на границе бетатронного распределения до начала бетатронной раскачки (кривые 1, 2) и в момент касания *BM*, но еще до взаимодействия с мишенью (кривые 3, 4). Движение вдоль фазовой траектории идет по ходу часовой стрелки.

При бетатронном (шумовом) наведении пучка на *BM* в момент касания мишени амплитуда горизонтальных колебаний частиц с импульсом — $\delta p/p_0$ должна превысить амплитуду колебаний частиц с $+\delta p/p_0$ на величину, равную $2D_x(0)(\delta p/p_0)$. Поэтому огибающая функция ожидающего вывод пучка оказывается несимметричной относительно центральной орбиты:

$$x_{3,4}(s) = \pm \left[x_{BM} \sqrt{\frac{\beta_x(s)}{\beta_x(0)}} + \left(D_x(s) \mp D_x(0) \sqrt{\frac{\beta_x(s)}{\beta_x(0)}} \right) \frac{\delta p}{p_0} \right].$$
(9)

Отсюда следует, что внутренний полуразмер пуч-ка превышает внешний:

$$|x_4(s)| - |x_3(s)| = 2D_x(0)\frac{\delta p}{p_0}\sqrt{\frac{\beta_x(s)}{\beta_x(0)}}.$$
 (10)

Графики функций (9) показаны на рис. 2 (кривые 3, 4). Граница пучка остается внутри горизонтальной апертуры регулярной части камеры У-70, равной ± 100 мм. В промежутке $\Pi\Pi_{30}$ камера имеет сужение Ø130 мм, схематически представленное прямоугольником 5 на рис. 2, не препятствующее прохождению частиц.

Кромка перегородки магнита *CM* находится ниже координат -55.9 мм (начало $\Pi\Pi_{34}$) и -63.3 мм (середина $\Pi\Pi_{34}$). Подведение пучка к перегородке *CM* осуществляется полуволновым бампом 32/38 в режиме "подставки".

5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫВОДИМОГО ПУЧКА

5.1. Внутренняя мишень

Выводимая частица однократно пересекает тонкую мишень *BM* и испытывает ионизационные потери энергии. При этом ее импульс скачком уменьшается на относительную величину

$$\Delta p/p_0 = 0.69\%.$$
 (11)

В терминах уменьшения (сброса) удельной кинетической энергии это

$$\Delta T = \beta^2 \gamma E_{0aem} \frac{\Delta p}{p_0} = 5.21 \text{ МэВ/нуклон}$$
 (12)

или 62.5 МэВ на ядро ¹²С, где $E_{0aem} = 931.5 \text{ МэВ} -$ энергия покоя одного нуклона в ядре.

Выбор указанных значений $\Delta p/p_0$ и ΔT диктуется условием достаточного горизонтального разведения циркулирующего и выводимого пучков, определенным далее в виде неравенства (22).

Сброс импульса (11) и энергии (12) выводимых частиц происходит в бериллиевой мишени с толщиной

$$d = 4.0 \text{ MM.}$$
 (13)

Среднеквадратичный угол σ_{Θ} сопутствующего м.к.р. в веществе мишени составит (проекция пространственного угла на плоскость движения)

$$\sigma_{\Theta} = 0.95$$
 мрад. (14)

Параметры внутренней мишени для пучка ядер углерода с энергией 455 МэВ/нуклон (при расчете эффектов взаимодействия пучка с веществом использовался обзор [7, раздел 33]):

Материал мишени	Ве (бериллий)
Плотность ρ	1.848 г/см ³
Толщина мишени <i>d</i>	4.0 мм
Высота мишени <i>h</i>	10.0 мм
Приведенный импульс пучка βγ	1.10
Удельные ионизационные потери	
для частицы с единичным зарядом	2.35 МэВ/(г/см ²)
Удельные ионизационные потери	84.6 МэВ/(г/см ²)
ядра ¹² С	
Линейные ионизационные потери	15.5 МэВ/мм
ядра ¹² С	
Сброс энергии ядра ¹² С в мишени	62.5 МэВ
Сброс относительного импульса в	0.0069
мишени $\Delta p/p_0$	
Радиационная длина	353 мм
Среднеквадратичный угол рассея-	0.95 мрад
ния σ_{Θ}	

5.2. Горизонтальное направление

После пересечения тонкой мишени выводимая частица получает новую равновесную орбиту (она смещена внутрь кольца), случайное угловое отклонение и попадает на новые фазовые траектории на плоскости (x; dx/ds). Ее динамика на участке вывода BM-CM описывается матричным уравнением

$$\begin{pmatrix} x - D_x \frac{u - \Delta p}{p_0} \\ \frac{dx}{ds} - \frac{dD_x}{ds} \frac{u - \Delta p}{p_0} \end{pmatrix}_{s \ge s_{BM}} = \\ = \begin{pmatrix} X_{11} & X_{12} \\ X_{21} & X_{22} \end{pmatrix}_{s_{BM} \to s} \begin{pmatrix} x - D_x \frac{u - \Delta p}{p_0} \\ \frac{dx}{ds} - \frac{dD_x}{ds} \frac{u - \Delta p}{p_0} + \Theta \end{pmatrix}_{s_{BM}},$$
(15)
$$u = p - p_0, \quad |u| \le \delta p, \quad |\Theta| \le 2\sigma_{\Theta},$$
(16)

где X_{ij} — матрица преобразования горизонтальных бетатронных координат на отрезке $[s_{BM}; s], \Theta = \Delta(dx/ds)$ — изменение угла (излом) траектории частицы в мишени из-за м.к.р. (здесь и далее учитывается по уровню $\pm 2\sigma_{\Theta}$).

Протяженный магнит *СМ* являются 1-м (по ходу пучка) магнитооптическим элементом канала транспортировки выведенного пучка. Плоскость изображений *i* (табл. 1) находится в его пределах. Из уравнений (2) и (15) легко определить координатную и угловую дисперсию преобразования $o \rightarrow i$

$$d_{x}(\pi) = D_{x}(\pi) + D_{x}(0)\sqrt{\frac{\beta_{x}(\pi)}{\beta_{x}(0)}},$$
(17)

$$\frac{d}{ds}d_x(\pi) = \frac{dD_x(\pi)}{ds} - D_x(0)\frac{\alpha_x(\pi)}{\sqrt{\beta_x(\pi)\beta_x(0)}}.$$
 (18)

Координата и наклон центральной ($u = -\Delta p/p_0$) траектории выводимой фракции пучка в плоскости изображений *i* зависят от координаты мишени (8) и величины сброса импульса (11) в ней:

$$x_0(\pi) = -x_{BM} \sqrt{\frac{\beta_x(\pi)}{\beta_x(0)}} - d_x(\pi) \frac{\Delta p}{p_0},$$
 (19)

$$\frac{dx_0(\pi)}{ds} = x_{BM} \frac{\alpha_x(\pi)}{\sqrt{\beta_x(\pi)\beta_x(0)}} - \frac{d}{ds} d_x(\pi) \frac{\Delta p}{p_0}.$$
 (20)

Ниже приведены числовые значения величин (17)–(20) для У-70 – характеристики траекторий в плоскости изображений:

$$d_x$$
, м $d/ds d_x$ x_0 , мм $d/ds x_0$, мрад
4.78 0.24 -81.9 -4.21

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021



Рис. 3. Горизонтальные фазовые эллипсы до взаимодействия с мишенью *BM*.

Необходимым условием для координатного разведения циркулирующего и выводимого пучков является неравенство

$$x_0(\pi) + d_x(\pi) \frac{\delta p}{p_0} + \Delta x_1 \le x_4(\pi),$$
 (21)

где Δx_1 — размер пустого места, резервируемого для размещения перегородки магнита С*M*; x_4 — координата внутренней кромки циркулирующего пучка (9). Отсюда можно оценить требуемый сброс импульса частицы в *BM*:

$$\frac{\Delta p}{p_0} \ge \frac{2\delta p}{p_0} + \frac{\Delta x_1}{d_x(\pi)}.$$
(22)

В У-70 кромки пучков разведены на $\Delta x_1 = 13.9$ мм.

Горизонтальное разведение пучков можно увеличить, установив мишень BM с большей массовой толщиной (г/см²). Однако при этом из-за эффекта м.к.р. быстро возрастают потери пучка в вертикальном направлении (см. в разделе 6). Такое техническое решение уменьшает эффективность вывода.

Горизонтальные проекции типичных траекторий вывода для частиц, находящихся на границе основания функции распределения (16), — импульсов $\pm \delta p/p_0$ и углов рассеяния $\Theta = \pm 2\sigma_{\Theta}$ (знаки выбираются независимо) — построены на рис. 4 (кривые *1*–*4*). Там же показана центральная траектория выводимого пучка (кривая *0*) и огибающая функция циркулирующего пучка при бетатронном шумовом наведении (9) (периодические кривые *5*, *6*). Спецификация параметров кривых *0*–*4* для удобства представлена в виде табл. 2.

Горизонтальные размеры регулярной части вакуумной камеры составляют ± 100 мм (штриховые линии на рис. 4). Апертурные ограничения достигаются на внутренней стенке вакуумной камеры в 32-м (фокусирующем) магнитном блоке. Однако эти потери пучка оказываются приемлемыми, поскольку при выводе происходит лишь



Рис. 4. Горизонтальные трассы пучка при выводе.

однократное отсечение периферийного сегмента функции распределения пучка. Оно не переходит в более обременительную коллимацию кольцевых слоев распределения частиц, характерную для циклического движения пучка вблизи апертурного ограничения.

Для полного устранения горизонтальных потерь частиц на отрезке трассы вывода с координатами |x| > 100 мм требуется установка участка вакуумной камеры, расширенного до -150 мм внутрь кольца. Этот участок должен быть размещен в 32-м магнитном блоке. Указанное требование не является усложнением, присущим только рассматриваемой здесь схеме вывода. Подобная расширенная камера уже установлена в 24-м магнитном блоке У-70 для обеспечения беспрепятственного прохождения частиц, выводимых с помощью других штатных систем вывода пучка из У-70.

Угловой размер (расходимость) выводимой фракции пучка определяется эффектом м.к.р. в веществе мишени (14). Линейный размер выводимого пучка Δx_2 совпадает с величиной заброса пучка за кромку *BM*. В работе [5] показано, что при бетатронной шумовой раскачке пучка $\Delta x_2 \propto (Th)^{-2/5}$, где T – длительность вывода, h – высота *BM*. Для системы вывода пучка из У-70 $\Delta x_2 = 0.7-0.8$ мм. Поэтому несогласованный горизонтальный эмиттанс выводимого пучка и составляет

$$\delta \varepsilon_x \cong \frac{1}{\pi} \Delta x_2 4 \sigma_{\Theta}. \tag{23}$$

Отсюда $\delta \varepsilon_x \leq 1.0$ мм · мрад.

Таблица 2. Параметры трасс частиц на рис. 4

#	1	2	0	3	4
Θ	$+2\sigma_{\Theta}$	$+2\sigma_{\Theta}$	0	$-2\sigma_{\Theta}$	$-2\sigma_{\Theta}$
и	$+\delta p_0$	$-\delta p_0$	0	$+\delta p_0$	$-\delta p_0$

Магнитная оптика У-70 на участке вывода *BM*—*CM* ведет себя как фокусирующий спектрометр импульсов выводимых заряженных частиц с дифференциальным разрешением (17)

$$\frac{dx}{dp/p_0} = d_x(\pi). \tag{24}$$

Поэтому горизонтальный размер пучка (по основанию распределения) в плоскости изображений *i*, проходящей через магнит *CM*, составит 19–20 мм (см. рис. 4, где траектории *1*, *3* и *2*, *4* попарно пересекаются). Учет неполной фокусировки пучка на входе и перефокусировки на выходе из протяженного магнита *CM* требует увеличения ширины его межполюсного зазора до $\geq 30-31$ мм.

Горизонтальный портрет выводимого пучка, формируемый в *CM* (плоскость изображений *i*), является перевернутым ионным радиографическим изображением просвеченной пучком кромки мишени *BM* (плоскость объектов *o*) с шириной Δx_2 , подвергнутым импульсному спектральному анализу (24). Поэтому при $\Delta x_2 \rightarrow 0$ горизонтальный профиль пучка в *CM* повторит функцию распределения частиц ожидающего пучка по импульсам *u*.

5.3. Вертикальное направление

В вертикальном направлении подавлена дисперсионная функция $D_y = dD_y/ds = 0$. Поэтому динамика частиц на участке вывода BM-CM описывается более простым, чем (15), матричным уравнением

$$\begin{pmatrix} y \\ \frac{dy}{ds} \end{pmatrix}_{s \ge s_{BM}} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix}_{s_{BM} \to s} \begin{pmatrix} y \\ \frac{dy}{ds} + \Theta \end{pmatrix}_{s_{BM}}, \quad (25)$$

где Y_{ij} — матрица преобразования вертикальных бетатронных координат на отрезке [s_{BM} ; s].

Используется внутренняя мишень ВМ с высотой

$$h = 10.0 \,\mathrm{MM},$$
 (26)

размещенная симметрично относительно плоскости центральной орбиты y = 0.

Вертикальная апертура регулярной части вакуумной камеры У-70 составляет ± 50 мм. Она показана штриховыми линиями на рис. 5. Там же построены вертикальные проекции типичных траекторий вывода, начинающихся в крайних высотных координатах мишени $y = \pm h/2$ и еще пропускаемых через апертуру трассы вывода (кривые 1, 4 и 2, 3 соответственно). Вертикальные огибающие функции исходного циркулирующего пучка показаны кривыми 5, 6. Линия θ указывает на центральную орбиту (медианную плоскость ускорителя).

Избыточный вертикальный фазовый объем рассеянного пучка уменьшает эффективность вывода.



Рис. 5. Вертикальные трассы пучка при выводе.

Вертикальные ограничения для выводимой фракции со стороны меньших углов рассеяния Θ достигаются на верхней и нижней стенках вакуумной камеры в 31-м (дефокусирующем) магнитном блоке. Этого и следовало ожидать, поскольку именно в 31-м магните вертикальная β -функция У-70 принимает свое максимальное значение (42.96 м). При вполне вероятных, но редких событиях рассеяния на большие углы Θ первым перехватит гало выводимого пучка вакуумная камера 29-го магнитно-го блока.

В соответствии с матрицами преобразования (2), (3) траектории 1, 4 и 2, 3 на рис. 5 попарно пересекаются в границах СМ. Происходит формирование перевернутого ионного радиографического изображения мишени BM (плоскость объекта o) в плоскости изображения i. Поэтому линейный размер выводимого пучка в плоскости i (рис. 5) почти совпадает высотой BM h = 10.0 мм. Учет неидеальной фокусировки пучка вдоль протяженного магнита CM требует увеличения высоты его межполюсного зазора до ≥ 15 мм.

Детали вертикального формирования выводимого пучка поясняются с помощью фазового портрета, показанного на рис. 6. В его центре построен эллипс Флоке *B*, соответствующий граничной фазовой траектории пучка с эмиттансом (5). Две прямых линии $y = \pm h/2$ указывают вертикальный образ мишени. Частицы с координатами |y| > h/2 находятся выше или ниже мишени и пересекут ее на следующих оборотах пучка по орбите. Эллипс *A* на рис. 6 соответствует вертикальному геометрическому аксептансу кольца У-70

$$A_v = 58.2$$
 мм·мрад. (27)

Область, ограниченная параллелограммом с вершинами 1-4, показывает образ рассеянного пучка, пропускаемого по трассе вывода BM-CM. Вершины пронумерованы в том же порядке, что и (четыре) траектории пучка на рис. 5, стартующие из них. Участок магнитной структуры BM-CM



Рис. 6. Вертикальный фазовый портрет выводимого пучка на координате *BM*.

составляет 1/20 периметра У-70. Он достаточно "длинный" для того, чтобы его аксептанс (для однократного прохождения пучка) хорошо совпал с аксептансом всего кольца в целом (для многооборотного циклического движения) для подмножества траекторий, пересекающих *ВМ*. Однако небольшое различие между двумя аксептансами все же остается. Оно хорошо заметно на вершинах *I* и *З* параллелограмма, оказавшихся вне эллипса *A*.

Из-за эффекта м.к.р. происходит размытие фазового портрета выводимого пучка вдоль оси ординат. Частицы, оказавшиеся в полосе $|y| \le h/2$ выше линии 1-2 или ниже линии 3-4, будут потеряны. Этим процессом определяется эффективность вывода.

Параллелограмм с вершинами 1–4 на рис. 6 является фазовым портретом выводимой фракции пучка. Поэтому несогласованный вертикальный эмиттанс выводимого пучка не зависит от фазового объема исходного пучка и составляет оценочно

$$\delta \varepsilon_{y} \cong \frac{1}{\pi} h^{2} \sqrt{\frac{A_{y}}{\beta_{y}(s_{BM})}},$$
(28)

где $\beta_y(s_{BM}) = 30.18$ м и $\delta \varepsilon_y = 8.8$ мм · мрад. Поправка на уход границы изображения пропускаемого пучка с эллипса *А* приводит к более точной оценке в 9.9 мм · мрад.

Таким образом, высота мишени *h* не только задает вертикальный размер межполюсного зазора магнита *CM* (рис. 5). Она же определяет вертикальный эмиттанс выводимого пучка (28) и, косвенно, его горизонтальный эмиттанс (23) через зависимость $\Delta x_2 = \Delta x_2(h)$ [5]. Выбор (26) оказывается приемлемым для У-70 по трем перечисленным соображениям.

Уороктористики	Магнит				
Ларактеристики	СМ	OM_1	OM_2		
Длина по полю, мм	1250	800	800		
Индукция магнитного поля, Тл	0.44	0.94	1.20		
Угол поворота пучка, мрад	80	110	140		
Угол поворота пучка, $^{\circ}$	4.6	6.3	8.0		
Апертура (гор. × верт.), мм	80×42	75 × 42	110×50		
Толщина перегородки, мм	6.3	24.0	—		

Таблица 3. Технические характеристики магнитов

6. ОБОРУДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ВЫВОДА

К оборудованию системы вывода пучка относятся обсуждавшийся ранее септум-магнит CM и два следующих за ним отклоняющих магнита OM_1 и OM_2 . Эти магнитооптические элементы позволяют обойти внешние габаритные ограничения штатного оборудования У-70, расположен-



Рис. 7. Магниты CM, OM_1 и OM_2 . Вид против хода пучка со стороны выходного окна OM_2 . Справа видны линза O_{34} и ограждение обмотки 34-го магнитного блока У-70.

ного вблизи трассы вывода в прямолинейном промежутке $\Pi\Pi_{34}$ (октупольная линза O_{34} и 34-й магнитный блок). Технические характеристики магнитов приведены в табл. 3, а их внешний вид показан на рис. 7.

Шумовая раскачка горизонтальных бетатронных колебаний при выводе осуществляется с помощью электростатического дефлектора, расположенного в промежутке *ПП*₂. Подробное описание процесса шумовой диффузии пучка изложено в [5].

7. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПУЧКЕ И ЭКСПЛУАТАЦИЯ

Оборудование системы медленного вывода было изготовлено и установлено на орбите У-70 в конце 2010 года. С 2011 года начались регулярные сеансы с ускорением и выводом углеродного пучка в экспериментальный зал 1 БВ. Подтверждено соответствие системы медленного вывода проектным параметрам.

На рис. 8 показан поперечный профиль выведенного углеродного пучка, зарегистрированный с помощью радиохроматографической пленки EBT-3 на выходе из магнита *СМ*. Размер профиля по основанию примерно 40 × 15 мм (горизонтальный × вертикальный). Исходный пучок в У-70 азимутально однородный. Интенсивность вывода $(3-6) \cdot 10^9$ ядер в цикле (8 с).

Экспериментальные временные осциллограммы медленного вывода приведены на рис. 9. На первом луче показан амплитудно-модулированный шумовой сигнал с горизонтальных пластин электростатического дефлектора. На втором луче показан сигнал радиационного монитора потерь пучка, размещенного вблизи мишени *BM*. Этот



Рис. 8. Поперечный профиль плотности выведенного углеродного пучка.



Рис. 9. Осциллограммы медленного вывода: *1* – амплитудно-модулированный шумовой сигнал с горизонтальных пластин электростатического дефлектора; *2* – сигнал радиационного монитора потерь пучка, пропорциональный мгновенному току выведенного пучка; *3* – сигнал цепи обратной связи по току выведенного пучка, модулирующий амплитуду шума раскачки (*1*); *4* – сигнал интенсивности пучка, циркулирующего в У-70.

сигнал прямо пропорционален мгновенному току выведенного пучка. Третий луч показывает сигнал цепи обратной связи по току выведенного пучка, модулирующий амплитуду шума раскачки (первый луч). Четвертый луч является сигналом интенсивности пучка, циркулирующего в У-70. Его линейно спадающая часть соответствует медленному выводу (деятельность 0.6 с). Интенсивность пучка 8.5 · 10⁹ ядер. Способ получения импульсов тока выведенного пучка с плоской вершиной изложен в [6].

Измеренная эффективность вывода достаточно высока и составляет 50—60% при максимальной расчетной величине вблизи 85%. Основным фактором, снижающим эффективность вывода, является не вполне удовлетворительная коррекция замкнутой орбиты У-70.

Проведены измерения состава выведенного пучка по ядрам углерода и их фрагментам. Доля ядер углерода составила 95.6% [9], что свидетельствует о хорошем качестве пучка, приемлемом для прикладных исследований.

В 2013 году завершено сооружение головной части специализированного канала транспортировки пучка № 25 (длина 26.4 м), смонтирована биологическая защита и подготовлена диагностическая аппаратура, позволившая приступить к прикладным исследованиям с применением углеродного пучка У-70 на радиобиологическом стенде [8]. Система медленного вывода позволила эффективно использовать низкочастотную си-



Рис. 10. Плоский поперечный профиль плотности углеродного пучка на мишени. Неравномерность поля облучения $<\pm 2.5\%$ в пределах радиуса развертки R < < 30 мм, диаметр коллиматора 65 мм.

стему развертки пучка на мишени для получения плоских дозовых полей (рис. 10).

В настоящее время проводятся регулярные сеансы научно-исследовательской работы с использованием углеродного пучка, в которых принимают участие несколько организаций радиологического, медико-биологического и биофизического профиля.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснована, создана, проверена экспериментально и введена в эксплуатацию система медленного вывода углеродного пучка промежуточной энергии из синхротрона У-70. Система является комплементарной к прочим многочисленным системам вывода пучка из У-70 и создана в условиях жестких ограничений действующего ускорителя заряженных частиц. Она оказалась востребованной, простой и понятной при настройке. Система находится в эксплуатации с 2013 года и вносит заметный вклад в расширение функциональных возможностей Ускорительного комплекса У-70 по проведению актуальных прикладных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Piccioni O., Clark D., Cool R., Friedlander G., Kassner D. // Rev. Sci. Instrum. 1955. V. 26. P. 232.
- 2. Wright B.T. // Rev. Sci. Instrum. 1954. V. 25. P. 429.
- Collins G.B. // Proc. of CERN Symposium on High-Energy Accelerators and Pion Physics. Report CERN 56–25. Geneva. 1956. V. 1. P. 129.

- 4. Handbook of Accelerator Physics and Engineering / Eds. Chao Alexander Wu, Tigner Maury. Singapore: World Scientific, 1999.
- 5. Иванов С.В., Лебедев О.П. // ПТЭ. 2013. № 3. С. 5. https://doi.org/10.7868/S0032816213020201
- 6. Иванов С.В., Лебедев О.П. // ПТЭ. 2015. № 4. С. 14. https://doi.org/10.7868/S0032816215040059
- 7. Review of Particle Physics (Particle Data Group) // Phys. Rev. 2018. D 98. 030001 and 2019 update. http://pdg.lbl.gov
- Антипов Ю.М., Бритвич Г.И., Иванов С.В., Костин М.Ю., Лебедев О.П., Людмирский Э.А., Максимов А.В., Пикалов В.А., Солдатов А.П., Хитев Г.В.,

Ульяненко С.Е., Лычагин А.А., Исаева Е.В., Бекетов Е.Е., Трошина М.В. // ПТЭ. 2015. № 4. С. 107. https://doi.org/10.7868/S0032816215040011

 Иванов С., Афонин А., Антипов Ю., Хмарук Д., Игнашин Н., Калинин В., Кузьмин И., Лапыгин В., Лебедев О., Максимов А., Миличенко Ю., Минченко А., Солдатов А., Сытов С., Тюрин Н., Васильев Д., Зайцев А. // Труды 26-й Российской конференции по ускорителям заряженных частиц RuPAC-2018. Протвино. 2018. С. 55.

https://doi.org/10.18429/JACoW-RUPAC2018-WEXM

= ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 539.1.074

АМПЛИТУДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОТОТИПОВ ПЕРЕДНИХ ГОДОСКОПОВ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

© 2021 г. А. Г. Баранов^{*a*}, Ф. Ф. Губер^{*a*}, А. П. Ивашкин^{*a*}, А. В. Известный^{*a*}, С. В. Морозов^{*a*}, А. И. Решетин^{*a*}, В. А. Басков^{*b*}, В. А. Дронов^{*b*}, А. И. Львов^{*b*}, В. В. Полянский^{*b*}, Г. Х. Салахутдинов^{*c*,*}, П. Ю. Наумов^{*c*}

^а Институт ядерных исследований РАН Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, вл. 27 ^b Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53 ^c Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31 *e-mail: saip07@mail.ru Поступила в редакцию 23.09.2020 г. После доработки 02.11.2020 г. Принята к публикации 06.11.2020 г.

Описаны конструкции годоскопов ядерных фрагментов на основе кварцевых и сцинтилляционных пластин со съемом света кремниевыми лавинными фотодиодами. Годоскопы планируется использовать в эксперименте BM@N для регистрации тяжелых фрагментов ядер вблизи оси пучка тяжелых ионов. Приведены результаты измерений световыходов элементов детекторов на основе кварцевых и сцинтилляционных пластин на пучке электронов синхротрона ФИАН "Пахра". Результаты измерений однородности светосбора указывают на необходимость использования двухстороннего съема света с противоположных сторон годоскопов.

DOI: 10.31857/S0032816221020129

введение

Исследовательская программа эксперимента BM@N (Barionic Matter at Nuclotron) [1] направлена на изучение образования (мульти) странных гиперонов и поиск гиперядер в ядро-ядерных столкновениях при энергиях ионов пучка до 4.5 АГэВ (где А – массовое число). На этой установке получены первые экспериментальные результаты в столкновениях легких ядер [2]. После завершения реконструкции бустера нуклотрона эксперименты продолжатся и на пучках тяжелых ионов (вплоть до ионов золота). Для определения центральности в ядро-ядерных столкновениях в этих экспериментах будет использоваться новый передний адронный калориметр с продольной и поперечной сегментацией (FHCal).

Схема калориметра FHCal показана на рис. 1. Калориметр состоит из 54-х отдельных модулей. Для сборки его внешней части были использованы двадцать модулей адронного калориметра эксперимента CBM (Compressed Barionic Matter) на сооружаемом ускорительном комплексе FAIR [3]. Модули имеют поперечные размеры 20 × 20 см и длину, эквивалентную 5.6 длины ядерного взаимодействия. Эти модули будут временно использоваться в адронном калориметре эксперимента BM@N до начала запуска эксперимента CBM на FAIR.

Внутренняя часть калориметра FHCal состоит из 34 модулей с поперечным размером 15 × 15 см и более короткой длиной, равной четырем длинам ядерного взаимодействия. Эти внутренние модули идентичны модулям передних адронных калориметров эксперимента MPD (Multi Purpose Detector) на ускорительном комплексе NICA [4]. Модули обоих типов имеют одинаковую внутреннюю структуру и состоят из слоев сцинтилляторов толщиной 4 мм, чередующихся со свинцовыми пластинами толщиной 16 мм. Модули разработаны и изготовлены в ИЯИ РАН. На рис. 16 показана фотография полностью собранного калориметра, который установлен на экспериментальной установке BM@N.

Особенностью калориметра FHCal является наличие сквозного квадратного отверстия размером 15×15 см в центре калориметра. Это отверстие необходимо для прохождения пучка тяжелых ионов с интенсивностью до $2 \cdot 10^6$ ионов/с на ло-



Рис. 1. Передний адронный калориметр FHCal: **a** – схема переднего адронного калориметра; **б** – фотография собранного адронного калориметра.

вушку пучка, установленную позади калориметра, для предотвращения как радиационных повреждений сцинтилляционных пластин центральных модулей калориметра, так и активации калориметра.

ГОДОСКОП ЯДЕРНЫХ ФРАГМЕНТОВ

Через пучковое отверстие в калориметре наблюдается значительная утечка тяжелых фрагментов, что, как следствие, приводит к немонотонной зависимости выделенной энергии в калориметре от центральности в ядро-ядерных столкновениях. Для решения этой проблемы предлагается использовать годоскоп ядерных фрагментов, установленный в отверстии калориметра, который будет измерять заряды тяжелых фрагментов-спектаторов. Эта информация с переднего годоскопа позволит, как показывают результаты моделирования, восстановить энергию фрагментов и учесть ее при реконструкции полной энергии спектаторов вместе с энергией, измеренной калориметром. При



Рис. 2. Схема годоскопа ядерных фрагментов: \mathbf{a} – передний годоскоп, состоящий из 16-ти кварцевых или сцинтилляционных пластин и двух электронных плат с фотодиодами, размещенными на торцах пластин; \mathbf{b} – фото переднего годоскопа в процессе сборки.

этом зависимость суммарной энергии от центральности становится монотонной, что позволит определить центральность взаимодействия. Также показано, что для определения центральности можно использовать двумерные корреляции между выделенной энергией в калориметре и суммой зарядов фрагментов, измеренных в годоскопе [5].

Поскольку эксперименты будут проводиться с различными пучками ионов, предполагается использовать годоскопы двух типов. На пучках легких ядер будет использоваться сцинтилляционный годоскоп, а с тяжелыми ядрами — кварцевый годоскоп.

Общие структуры обоих годоскопов достаточно схожи, за исключением схемы съема сигналов. Схема и фотография годоскопа показаны на рис. 2. Он состоит из 16-ти кварцевых либо сцинтилляционных пластин длиной 160 мм, толщиной 4 мм и шириной 10 мм. Активная площадь годоскопа составляет 160 × 160 мм². Каждая пластина годоскопа обернута отражателем — тонкой пленкой алюминированного майлара. Свет от каждой из 16-ти кварцевых пластин считывается с двух противоположных торцов двумя парами фотодиодов. Свет со сцинтилляционных пластин считывается с двух противоположных торцов одиночными фотодиодами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для определения амплитудных параметров сцинтилляционных и кварцевых детекторов годоскопа была создана установка, состоящая из двух детекторов: один — на основе кварцевой, а другой — на основе сцинтилляционной пластины. Свет с кварцевой пластины регистрировался двумя парами фотодиодов, а в сцинтилляционной — одиночными фотодиодами, установленными на противоположных торцах пластины.

В детекторах использовались лавинные фотодиоды (кремниевые фотоумножители) МРРС



Рис. 3. Схема установки по исследованию параметров прототипов детекторов годоскопа ядерных фрагментов на пучке электронов синхротрона ФИАН "Пахра". T_1 , T_2 – пучковые сцинтилляционные триггерные счетчики (размером $10 \times 10 \times 5$ мм); $\mathcal{P}\mathcal{I}_1$, $\mathcal{P}\mathcal{I}_2$ – фотодиоды; $\mathcal{A}\mathcal{U}\Pi$ – амплитудно-цифровой преобразователь; Детектор – кварцевая или сцинтилляционная пластина.

S12572-015P производства фирмы Hamamatsu с размером активной области 3 × 3 мм и квантовой эффективностью около 20%. Благодаря пиксельной структуре данные фотодиоды имеют высокий коэффициент усиления, сравнимый с усилением традиционных вакуумных фотоэлектронных умножителей.

В детекторе с кварцевой пластиной каждая пара фотодиодов была параллельно объединена, так чтобы напряжение питания, а также съем сигнала были общими для обоих фотодиодов. Сигналы с каждой пары фотодиодов поступали на быстрые усилители, размещенные вблизи детектора на одной несущей раме, изготовленной из органического стекла. Схема установки приведена на рис. 3.

АМПЛИТУДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КВАРЦЕВОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО ДЕТЕКТОРА

Собранный детектор был исследован на тестовом пучке электронов с энергией 300 МэВ синхротрона ФИАН "Пахра". Схема установки по исследованию параметров прототипов детекторов годоскопа ядерных фрагментов приведена на рис. 3.

Вид амплитудного спектра с каждой из двух пар фотодиодов кварцевого детектора представлен на рис. 4. Дискретная структура спектра отражает амплитуды сигналов, соответствующих числу зарегистрированных фотоэлектронов в фотодиодах. Как видно, параметры фотодиодов, а также низкие шумы усилителей позволяют идентифицировать вклад в сигнал от отдельного фотоэлектрона. Из соотношения количества нулевых и ненулевых событий в этом амплитудном спектре, согласно свойствам пуассоновского распределения, можно определить среднее амплитудное значение спектра.

Было определено, что среднее амплитудное значение спектра составляет 2.4 фотоэлектрона для одной пары фотодиодов и 5 фотоэлектронов при считывании кварцевых пластин с обоих торцов двумя парами фотодиодов.

Зависимости неоднородности светосбора от координаты точки прохождения пучка вдоль кварцевых пластин приведены на рис. 5. Кривые 1, 2 соответствуют величине неоднородности световыхода, полученного двумя парами фотодиодов, размещенных на противоположных торцах пластины. Кривая 3 соответствует неоднородности суммарного световыхода по сигналам фотодиодов с противоположных торцов. Поскольку пары фотодиодов размещены на противоположных торцах пластин, световыход должен быть антикоррелирован, что и наблюдается экспериментально.



Рис. 4. Амплитудные спектры с двух пар фотодиодов при прохождении пучка электронов через центр кварцевой пластины: **a** – первая пара фотодиодов; **б** – вторая пара фотодиодов.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

Неоднородность световыхода



Рис. 5. Изменение неоднородности световыхода вдоль длины кварцевой пластины. *1* и 2 – неоднородность световыхода, полученного двумя парами фотодиодов, размещенных на противоположных торцах пластины; 3 – неоднородность суммарного световыхода по сигналам фотодиодов с противоположных торцов.

Средний световой выход с двух торцов пластины составляет ~5 фотоэлектронов, что позволяет надежно регистрировать даже частицы с зарядом Z = 1. Поскольку интенсивность черенковского излучения пропорциональна квадрату заряда, для фрагментов с Z = 2 величина сигнала должна составлять уже около 20 фотоэлектронов. Отметим, что сильная зависимость амплитуды сигнала от расстояния до фотодиода может быть использована для определения координаты прохождения частицы через годоскоп.

Согласно рис. 5, в случае использования съема света только с одного торца кварцевой пластины неоднородность светосбора составляет около $\pm 20\%$, что, очевидно, является недопустимой величиной. В то же время использование двухстороннего съема света с обоих торцов кварцевой пластины позволяет уменьшить неоднородность светосбора до $\pm 3\%$, что обеспечивает удовлетворительную точность определения величины заряда фрагмента.

АМПЛИТУДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

В детекторе со сцинтилляционной пластиной световой выход на порядки превышает количество света от черенковского излучения в кварцевой пластине. Чтобы регистрировать амплитуды в пределах динамического диапазона, используемого $A \amalg \Pi$, с противоположных торцов пластины использовалось по одному фотодиоду. Коэффициент усиления лавинных фотодиодов был снижен в несколько раз путем уменьшения напряжения питания на фотодиодах более чем на 2 В. Соответственно квантовая эффективность фотодиодов также была снижена в несколько раз. Тем не менее, амплитуда сигналов от проходящего электрона составляла сотни фотоэлектронов.

Амплитудный спектр с каждого фотодиода представлен на рис. 6. Как видно, благодаря большому количеству регистрируемых фотоэлектронов, спектр имеет непрерывную, а не дискретную структуру. Большой пик в начале шкалы соответствует нулевым сигналам в случае прохождения электронов мимо сцинтилляционной пластины.

Поскольку амплитуды сигналов составляют сотни фотоэлектронов, основная проблема в идентификации фрагментов с различными зарядами состоит не в статистических флуктуациях амплитуд сигналов, а в неоднородности светосбора вдоль длины сцинтилляционной пластины.

С этой целью были измерены амплитуды сигналов с фотодиодов при сканировании положения электронного пучка вдоль длины пластины. Зависимость относительной амплитуды сигнала



Рис. 6. Амплитудные спектры с первого (**a**) и второго (**б**) фотодиода в случае прохождения пучка электронов через центр сцинтилляционной пластины.





-0.4



Рис. 7. Зависимости неоднородности световыхода сигнала от координаты точки прохождения пучка вдоль оси сцинтилляционной пластины. *1* и 2 – неоднородность световыхода сигналов с фотодиодов, размещенных на противоположных торцах пластины; 3 – неоднородность суммарного световыхода по сигналам фотодиодов с противоположных торцов.

от координаты точки прохождения пучка вдоль оси пластины показана на рис. 7. Как видно, амплитуда сигнала при положении пучка вблизи фотодиода практически в 2 раза превышает амплитуду с противоположного конца сцинтилляционной пластины. Данная особенность может быть использована для восстановления координаты точки прохожления фрагментов вдоль оси пластин годоскопа. Усредненная вдоль длинной стороны пластины неоднородность светосбора составила для сцинтилляционного детектора ±10%. Бо́льшую величину неоднородности сцинтилляционной пластины по сравнению с кварцевой пластиной можно объяснить большим коэффициентом поглощения света в сцинтилляторе из-за наличия сцинтилляционных и спектросмешающих лобавок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные на пучке электронов тесты прототипов сцинтилляционного и кварцевого детекторов годоскопа ядерных фрагментов показали необходимость использования двухстороннего съема света с кварцевых и сцинтилляционных пластин. Полученные световыход и однородность светосбора позволят надежно идентифицировать заряд фрагментов во всем диапазоне, начиная с легких фрагментов и заканчивая ядрами золота. С целью дальнейшего увеличения светового выхола кваршевого летектора прелполагается использовать новейшие кремниевые фотоумножители S14160-3015PS фирмы Hamamatsu (Япония) с квантовой эффективностью регистрации света в 1.5 раза выше, чем у фотодиодов, использованных в данной работе.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 18-02-40081-мега, № 18-02-40061-мега и № 18-02-40079-мега.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- BM@N collaboration. Conceptual design report of BM@N. Russia, 2013. http://nica.jinr.ru/files/BM@N/BMN-CDR.pdf
- 2. *Kapishin M*. Studies of baryonic matter in the BM@N and MPD experiments at Nuclotron/NICA. PoS(CORFU2018)188, 2019.
- Technical design report for the CBM Projectile Spectator Detector (PSD) / Ed. by F. Guber, I. Selyuzhenkov. GSI-2015-02020. GSI Darmstadt, 2015.
- Ivashkin A., Finogeev D., Golubeva M., Guber F., Izvestnyy A., Karpushkin N., Morozov S. // Nucl. Instrum. and Methods. 2020. V. A 958. P. 162240. https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.05.081
- Guber F., Finogeev D., Golubeva M., Ivashkin A., Izvestnyy A., Kapishin M., Karpushkin N., Morozov S., Petukhov O. // JINST. 2020. V. 15. № 5. C05020. https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/05/C05020

____ ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

УДК 53.08

АВТОМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ОТПЕЧАТКОВ МИКРОТВЕРДОМЕРОВ МЕТОДАМИ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ

© 2021 г. А. П. Федоткин^{*a,b,**}, И. В. Лактионов^{*a,b*}, К. С. Кравчук^{*a*}, И. И. Маслеников^{*a*}, А. С. Усеинов^{*a*}

^а Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов Россия, 142190, Москва, Троицк, ул. Центральная, 7а ^b Московский физико-технический институт Россия, 141700, Долгопрудный Московской обл., Институтский переулок, 9 *e-mail: fedotkinalexandr@gmail.com Поступила в редакцию 20.10.2020 г. После доработки 09.12.2020 г. Принята к публикации 12.12.2020 г.

При измерении твердости материалов по методу Виккерса применяется много алгоритмов автоматической обработки оптических изображений отпечатков, позволяющих определять площадь индента. В данной работе описан робастный интерактивный алгоритм, основанный на максимальном разделении цветовых компонент изображения в области отпечатка и недеформированной поверхности. Проведена оценка работоспособности и устойчивости представленного метода на отпечатках на ряде материалов с различной морфологией и характером деформации.

DOI: 10.31857/S0032816221030198

ВВЕДЕНИЕ

Классическое измерение твердости материалов методами Виккерса и Кнупа предполагает определение площади отпечатка по диагоналям, измеряемым на оптическом изображении. Измерение может быть проведено оператором, однако уже в течение нескольких последних десятилетий производители оборудования предлагают микротвердомеры с автоматической функцией распознавания границ и диагоналей отпечатка в соответствии с ГОСТ 6507-1-2007, ISO 6507-1:2005 [1, 2]. Данные методы показывают наибольшую работоспособность на металлах с отпечатками выраженной квадратной или ромбической формы. Однако разнообразие эффектов, нарушающих идеальную форму отпечатка (навалы, упругое восстановление, особенности структуры и рельефа), приводит к ухудшению качества автоматической обработки отпечатков и сбоям алгоритмов, поэтому принципы обработки изображений до сих пор являются предметом исследования [3].

К наиболее распространенным подходам относятся пороговая бинаризация, преобразование Хафа, а также детектор границ Кэни [3, 4]. Эти подходы демонстрируют высокую точность на высококонтрастных отпечатках со слабоструктурированным фоном и яркостной структурой поверхности. Алгоритмы на основе этих подходов специфически реагируют на дефекты различных типов и выдают ошибочные данные. Так, бинаризация неэффективна на низкоконтрастных изображениях, а преобразование Хафа и детектор границ Кэни менее зависимы от контрастности образцов и абсолютных значений яркости, но чувствительны к артефактам формы индентов и яркостного рельефа фона.

МОРФОЛОГИЯ ОСТАТОЧНЫХ ОТПЕЧАТКОВ

Наиболее простой и ожидаемой формой остаточного отпечатка при измерении твердости по Виккерсу является квадрат, однако такая идеальная ситуация является достаточно редкой. Как следует из работы [5], в зависимости от отношения модуля упругости к пределу текучести вокруг отпечатка могут наблюдаться навалы (pile-up) или провалы (sink-in). На изображении могут присутствовать протяженные дефекты или элементы рельефа, также влияющие на качество определения размеров индента. Кроме того, в ряде случаев яркость внутренней поверхности индента может оказаться сравнимой с ровной поверхностью, что уменьшает контраст, а также делает границы индента малоразличимыми.

Наиболее простым и удобным изображением остаточного отпечатка по Виккерсу является черный квадрат на фоне яркой поверхности, что до-



Рис. 1. Исходное изображение (**a**) и результаты применения бинаризации при различном значении порога ($\mathbf{6}-\mathbf{e}$).

вольно типично для отпечатков на металлах. Для таких изображений может быть использована обычная пороговая бинаризация, после которой осуществляется локализация вершин индента на размеченном изображении при помощи простых и производительных алгоритмов, основанных на нахождении наиболее удаленных от центра сегментированной области точек [6]. Бинаризация позволяет разметить инденты с кривыми краями, но при этом она весьма чувствительна к выбору порога бинаризации (рис. 1), что создает трудности при автоматической разметке изображений с градиентом освещения и дефектами.

Задача выбора оптимального порога бинаризации является объектом актуальных исследований. Предложены эффективные алгоритмы на основе анализа гистограмм яркостей и минимизации энергетических функций [7—9]. Кроме того, разработаны методы, позволяющие конструировать поверхности пороговых значений [10]. Эти методы обеспечивают с высокой точностью сегментирование изображений с равномерной и не-



Рис. 2. а — результаты применения преобразования Хафа для разметки области индентирования; **б** — увеличенная область в окрестности одного из углов (выделена на рис. 2а прямоугольником).

равномерной яркостью, но не позволяют разделить отпечаток и дефекты рельефа.

Другой подход опирается на обнаружение краев и последующее преобразование Хафа [11, 12]. Обнаружение краев может быть усложнено низкой контрастностью и шумом, присутствующим в изображениях. Кроме того, огромное количество ложных кандидатов в виде прямых участков изображения (например, следы механической обработки) затрудняет поиск четырех небольших областей, действительно являющихся краями отпечатка. Алгоритмы, основанные на преобразовании Хафа, можно условно разделить на 2 группы.

Первая группа алгоритмов работает путем поиска на изображении участков прямых, являющихся гранями отпечатка [11]. Координаты вершин рассчитываются как точки пересечения этих прямых. Эти алгоритмы хорошо локализуют ребра и обеспечивают высокую точность на отпечатках с прямыми гранями. Вместе с тем, как следует из работы [5], в зависимости от отношения модуля упругости к пределу текучести вокруг отпечатка могут наблюдаться навалы (pile-up) или провалы (sink-in). На отпечатках с выпуклыми ребрами точность работы алгоритмов значительно снижается. Пример данной ситуации проиллюстрирован на рис. 2.

Вторая группа алгоритмов использует преобразование Хафа окрестности вершин индента [12]. Такой подход позволяет значительно увеличить точность на отпечатках с выпуклыми или вогнутыми ребрами за счет анализа участков прямых, лежащих в непосредственной близости к вершине. Это семейство алгоритмов пригодно только для уточнения координат вершин индента и чувствительно к артефактам изображения, находящимся непосредственно у вершины отпечатка. Данная ситуация проиллюстрирована на рис. 3.

ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА

Предлагаемый в данной работе алгоритм основан на сопоставлении двумерных диаграмм оптических свойств внешней и внутренней частей отпечатка на полученном изображении. Принцип работы алгоритма удобно показать на одномерном случае, работая только с одной цветовой характеристикой, с последующим обобщением для случая цветного изображения.

Для определения положения, размеров и ориентации отпечатка используется априорная информация об инденте — в первую очередь положение его центра. После непосредственного нанесения отпечатка вдавливанием наконечника в поверхность прибор перемещает образец из-под индентирующего модуля под оптический микроскоп. Расстояние между этими двумя модулями заранее откалибровано таким образом, что центр индента с точностью 2—5 мкм оказывается в центре кадра.

Из центра кадра выполняется построение ряда окружностей с радиусами в диапазоне от 5 мкм до 90% от высоты кадра. В рассматриваемом одномерном случае для каждого из пикселей изображения вычисляется тон (Hue) из цветовой схемы HSV (Hue, Saturation, Value). Для каждого из выбранных выше радиусов строятся две гистограм-

мы A_{Hue}^{in} и A_{Hue}^{out} распределения тона: для пикселей, лежащих как внутри, так и вне окружности. Традиционно параметр Ние принимает 256 значений, что определяет размер векторов A^{in} и A^{out} , однако на практике 256 значений избыточно. При применении многомерных гистограмм это значительно увеличивает вычислительные затраты и расход памяти. Также это делает гистограмму разреженной и мешает пикселям с незначительно отличающимися цветами, находящимся во внешней и внутренней области, влиять на значение функции разделения. В алгоритме используется гистограмма из 25-ти промежутков.

В случае наилучшего разделения областей индента и прочей поверхности образца пики гистограмм оказываются максимально разнесенными. В качестве меры, определяющей качество разделения пиков, используется нормированное скалярное произведение векторов:

$$f(\mathbf{A}^{\text{in}}, \mathbf{A}^{\text{out}}) = \sqrt{\frac{(\mathbf{A}^{\text{in}}, \mathbf{A}^{\text{out}})^2}{(\mathbf{A}^{\text{in}}, \mathbf{A}^{\text{in}})(\mathbf{A}^{\text{out}}, \mathbf{A}^{\text{out}})}}.$$

Минимальное значение данного произведения обеспечивает наилучшее разделение векторов A^{in} , A^{out} .

В качестве начальной формы, аппроксимирующей область индентирования, выбран круг. Пример аппроксимации модельного ромбического отпечатка при различном значении радиусов окружности представлен на рис. 4. Данная форма ис-



Рис. 3. Разметка области индентирования с использованием преобразования Хафа в области угла с дефектом.

пользуется, ввиду того что точное априорное расположение индента неизвестно, однако с точностью до 5° две диагонали отпечатка расположены горизонтально и вертикально. При некотором значении радиуса R нормированное скалярное произведение оказывается минимальным (см. рис. 4).

Следующим этапом применения алгоритма является аппроксимация отпечатка на оптическом изображении ромбом, диагонали которого расположены вертикально и горизонтально, а начальная длина диагоналей *d* выбирается из соотношения d = 2.8R. Коэффициент 2.8 был подобран путем численной аппроксимации окружностями модельного отпечатка. Был сгенерирован ряд ромбов (модельных отпечатков), длины диагоналей d_i которых заданы в процентах от высоты кадра. Для каждого ромба подобрана окружность R_i , минимизирующая скалярное произведение $f(\mathbf{A}^{\text{in}}, \mathbf{A}^{\text{out}})$. Отношение d_i/R_i для отпечатков различных размеров приведено на рис. 5.

Как видно из представленного рисунка, при малых размерах отпечатка отношение длины диагонали к оптимальному диаметру с большой точностью соответствует значению $2\sqrt{2}$. По мере увеличения размера отпечатка данное соотношение изменяется незначительно, не более чем на 5%. Таким образом, подобранный коэффициент можно считать хорошим приближением для отпечатков произвольных размеров.

На следующем этапе осуществляется изменение формы аппроксимирующего ромба. Данная процедура также выполняется путем минимизации функции $f(\mathbf{A}^{\text{in}}, \mathbf{A}^{\text{out}})$, определенной тоном пикселей, лежащих как внутри, так и вне ромба, и происходит следующим образом. Выбирается одна из вершин ромба и происходит ее перемещение в вертикальном и горизонтальном направлениях. После каждого шага осуществляется перерасчет функции $f(\mathbf{A}^{\text{in}}, \mathbf{A}^{\text{out}})$ с последующим движением в направлении уменьшения данной функции. Амплитуда каждого последующего смещения является случайной и меняется в диапазоне от 3 пикселей до 3% от размера кадра — такой подход поз-



Рис. 4. Аппроксимация модельного ромба окружностями различных диаметров (вверху), а также вид векторов Aⁱⁿ, A^{out} для каждого случая (внизу). Над каждым из графиков распределения компонент векторов приведено значение их нормированного скалярного произведения *f*.

воляет найти глобальный минимум описанной выше функции. Случайный шаг позволяет алгоритму "не застревать" на локальных минимумах. В соответствующую точку устанавливается вершина ромба, и осуществляется обход оставшихся трех вершин. Вершины ромба перебираются циклически до тех пор, пока в течение пяти полных обходов всех вершин их положение (определенное с точностью до одного пикселя) не перестанет изменяться.



Рис. 5. Зависимость отношения длины диагонали d_i к радиусу R аппроксимирующей окружности от размера диагонали ромба, выраженного в процентах от размера кадра H.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

Для демонстрации описанного выше подхода рассмотрим простейший одномерный случай, в рамках которого работа алгоритма будет визуализирована для одного из углов индента. На данном этапе гистограммы, образованные векторами Aⁱⁿ и A^{out}, строятся на основе значений Value цветовой модели HSV. Для рассматриваемого угла индента аппроксимирующий его ромб вырождается в треугольник, две вершины которого закреплены по нижним углам изображения, а положение третьей вершины (X_3, Y_3) подлежит определению. Изменяя положение третьей вершины, согласно представленной выше формуле, можно получить массив значений $f(\mathbf{A}^{in}, \mathbf{A}^{out})$ для каждой пары координат (Х₃, Y₃) (рис. 6). Положение минимума данной функции соответствует положению третьей вершины треугольника (рис. 6а).

После приближения отпечатка ромбом осуществляется приближение формы отпечатка фигурой, являющейся ромбом с искривленными ребрами, что позволяет учесть отклонение формы реального отпечатка от ромбической. Для этого каждое ребро аппроксимируется четырехзвенной ломаной линией. Ребра делятся на 4 части в отношении 10/40/40/10. Координаты вершин ломаной линии определяются векторными соотношениями:



Рис. 6. Оптическое изображение поверхности с маской, соответствующей определенной области отпечатка (**a**); гистограммы распределения значений Value (HSV) для внешней и внутренней областей отпечатка (**б**); распределение значений оптимизируемой функции $f(A^{in}, A^{out})$ в зависимости от положения третьей вершины (**в**).



Рис. 7. Изменение стороны ромба при различных значениях коэффициента выпуклости К.

OA = a(1 + K); OB = b(1 + K); OA' = 0.9a + 0.1b; OB' = 0.1a + 0.9b;OO' = (0.5a + 0.5b)(1 - K),

где **a** и **b** — вектора, отложенные от центра исходного ромба к его вершинам (совпадают с полудиагоналями); коэффициент K отражает степень выпуклости индента.

Изменение формы сторон ромба для различных значений коэффициента *К* показано на рис. 7.

Алгоритм инициализируется при коэффициенте K, равном 0. Далее K изменяется на +0.0025 и -0.0025, и после каждого изменения осуществляется новый поиск вершин ромба с видоизмененными сторонами. Определение новых координат вершин, а также выбор коэффициента K также осуществляются на основе минимизации функции $f(\mathbf{A}^{\text{in}}, \mathbf{A}^{\text{out}})$. Алгоритм завершает работу после того, как в течение двух полных итераций не происходит изменений координат вершин и кривизны. Данная стадия алгоритма является последней.

Как было указано выше, алгоритм, реализованный в программном обеспечении, использует двумерные гистограммы: распределения строятся не только с использованием канала Hue (тон), но также канала Value (яркость). Вместо векторов A^{in} и A^{out} используются массивы $A^{in}_{i,j}$ и $A^{out}_{i,j}$, а вместо нормированного скалярного произведения — его аналог — функция:

$$f(A^{\text{in}}, A^{\text{out}}) = \sqrt{\frac{(\sum A_{i,j}^{\text{in}} A_{i,j}^{\text{out}})^2}{\sum A_{i,j}^{\text{in}} A_{i,j}^{\text{in}} \sum A_{i,j}^{\text{out}} A_{i,j}^{\text{out}}}}.$$

Так же как и одномерном случае (при использовании одного цветового канала), в двумерном случае функция f применяется сначала при вы-

		Пейстрительное	Результаты измерений твердости микротвердомерами			
Название меры	Нагрузка	значение твердости, согласно паспорту образца	"DuraScan 20" с разметкой в ручном режиме	"НаноСкан-НV" с использованием описанного алгоритма	"НаноСкан-НV" с разметкой в ручном режиме	
MTB	HV5	446 ± 3	468 ± 3	474 ± 2	473 ± 1	
MTB	HV2	—	470 ± 7	479 ± 4	473 ± 2	
MTB	HV1	—	454 ± 19	470 ± 6	471 ± 4	
MV 010	HV0.2	858 ± 39	_	897 ± 39	898 ± 32	

Таблица 1. Результаты измерения мер твердости

боре радиуса окружности, а затем — при выставлении границ ромба.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗМЕТКИ ОТПЕЧАТКОВ

Для оценки качества работы алгоритма была использована образцовая стальная мера твердости МТВ (твердость HV5 446), а также мера микротвердости MV 010, имеющая следующее значение твердости, предписанное в результате поверки: HV0.2 858. Данные меры были измерены при помощи экспериментального микротвердомера "НаноСкан-HV" с использованием описанного выше алгоритма и в режиме ручного выставления границ индента. Также были проведены измерения твердости на микротвердомере "DuraScan 20" с установкой границ индентирования в ручном режиме. В табл. 1 представлены измеренные и паспортные значения, в качестве погрешности измеренных значений указана полуширина 95%-ного доверительного интервала на основе t-распределения (Стьюдента). Для каждой меры было выполнено десять измерений.

Представленные результаты демонстрируют хорошее соответствие длин диагоналей отпечатка, полученных ручным и автоматическим способами. В трех из четырех случаев среднее значение твердости, измеренное при помощи алгоритма, попало в доверительный интервал измерений твердости при ручной разметке образца. В случае измерений меры МТВ с нагрузкой HV2 95%-ные доверительные интервалы пересекаются только в своих крайних значениях, однако следует отметить, что разница при этом между средними значениями измеренной твердости составляет всего 1%.

Пример автоматической разметки границ диагоналей индента в случае нагрузок 0.2 кг и 1 кг представлен на рис. 8. Данные изображения демонстрируют работоспособность алгоритма для индента с вогнутыми краями, а также при наличии дефекта рельефа поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный алгоритм определения площади индента продемонстрировал свою работоспособность на изображениях с низким конрастом и ложными объектами в поле зрения микроскопа. Данный подход обеспечивает широту охвата индентов различной формы и точность определения площади отпечатка квазиромбовидной формы. Типичная величина случайного разброса и систематического отклонения полученных с использованием алгоритма данных составила порядка 1% для всех представленных в работе материалов при размере отпечатка более 5 мкм.



Рис. 8. Границы диагоналей индента, определенные при помощи автоматического алгоритма: **a** – мера MV010, нагрузка 0.2 кг; **б** – мера MTB нагрузка 1 кг.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-08-00558.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. ГОСТ Р ИСО 6507-1-2007 Металлы и сплавы. Измерения твердости по Виккерсу.
- ISO 6507-1:2005 Metallic materials Vickers hardness test.
- Baldner F., Costa P.B., Gomes J.F.S., Leta F.R. // Advances in Visualization and Optimization Techniques for Multidisciplinary Research / Ed. by D. Vucinic, F.R. Leta, S. Janardhanan. Сингапур: Springer, 2019. P. 265–281.

https://doi.org/10.1007/978-981-13-9806-3_9

- Gadermayr M., Maier A., Uhl A. // Mach. Vis. Appl. 2013. V. 24. № 6. P. 1183. https://doi.org/10.1007/s00138-012-0478-5
- Oliver W.C., Pharr G.M. // J. Mater. Res. 2004. V. 19. № 1. P. 3.

https://doi.org/10.1557/jmr.2004.19.1.3

6. Domínguez-Nicolás M., Herrera-May A.L., García-González L., Zamora L., Hernández-Torres J., MartínezCastillo J., Morales-Gonzalez E., Cerón-Alvarezand C.A., Escobar-Pére A. / Meas. Sci. Technol. 2020. V. 32. № 1. 015407.

https://doi.org/10.1088/1361-6501/abaa66

- Aminzadeh M., Kurfess T. // J. MANUF. SYST. 2015. V. 37. P. 83. https://doi.org/10.1016/j.jmsy.2015.09.004
- Truong M.T.N., Kim S. // Soft. Comput. 2018. V. 22. № 13. P. 4197. https://doi.org/10.1007/s00500-017-2709-1
- Wakaf Z., Jalab H.A. // Journal of King Saud University Computer and Information Sciences. 2018. V. 30. № 1. P. 33. https://doi.org/10.1016/j.jksuci.2016.11.001
- 10. *Firdousi R., Parveen S.* // Int. J. Eng. Comput. Sci. 2014. V. 3. № 3. P. 4062. http://103.53.42.157/index. php/ijecs/article/view/152
- Yong Pan, Yuekang Shan, Yu Ji, Shibo Zhang // Fourth International Symposium on Precision Mechanical Measurements. 31 December 2008. 71304C. P. 998– 1003.
- Yao L., Chih-Heng Fang // IEEE Trans. Ind. Electron. 2006. V. 53. № 3. P. 950. https://doi.org/10.1109/TIE.2006.874259

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.396

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И НАТУРНО-МОДЕЛЬНЫХ ИСПЫТАНИЙ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИСТЕМ РАДИОСВЯЗИ, РАДИОЛОКАЦИИ И НАВИГАЦИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2021 г. О. В. Болховская^{*a,c,**}, А. В. Елохин^{*a,c*}, А. О. Кокарев^{*a,c*}, В. С. Сергеев^{*a,c*}, И. С. Сорокин^{*a,b*}, А. А. Спирин^{*b*}, А. А. Мальцев^{*a*}

^а Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского Россия, 603950, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23

^b ООО НПП "Авиаком" Россия, 603032, Нижний Новгород, ул. Баумана, 173 ^c ООО "Радио Лаб НН" Россия, 603022, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23-1, 208 *e-mail: obol@rf.unn.ru

> Поступила в редакцию 02.12.2020 г. После доработки 18.01.2021 г. Принята к публикации 19.01.2021 г.

Описаны результаты разработки и приведены основные технические характеристики программноаппаратного комплекса (п.а.к.), предназначенного для проектирования и натурно-модельных испытаний широкополосных радиоэлектронных систем (р.э.с.) радиосвязи, радиолокации и навигации высокоскоростных объектов. Программно-аппаратный комплекс обеспечивает: генерацию и обработку сигналов с несущей частотой до 6 ГГц и шириной полосы до 200 МГц, частоту обновления импульсной переходной характеристики канала до 60 кГц, максимальную задержку лучей в моделях радиоканала до 10 мкс. Комплекс позволяет исследовать системы радиосвязи с объектами, движущимися с относительной разностью скоростей до 5 М.

Программная часть комплекса включает в себя модели процессов формирования и обработки сигналов в приемно-передающей аппаратуре р.э.с., а также модели радиоканалов для целевых сценариев использования разрабатываемых систем. Аппаратная часть п.а.к. представляет собой набор цифровых, цифроаналоговых и аналого-цифровых модулей и позволяет проводить тестирование и натурно-модельные испытания р.э.с. и их блоков в реальном времени. Приведены примеры исследования характеристик современной широкополосной авиационной системы радиосвязи с высокоскоростными объектами в условиях многолучевого распространения сигналов. Применение п.а.к. позволяет примерно в 65 раз сократить время проведения натурно-модельных испытаний р.э.с. по сравнению с прямым компьютерным моделированием.

DOI: 10.31857/S0032816221030277

введение

Развитие радиоэлектронной техники и технологий достигло в настоящее время такого уровня, что применение стандартных методов компьютерного моделирования при проектировании новых радиоэлектронных систем (р.э.с.) оказывается недостаточным по трем основным причинам:

 во-первых, компьютерное моделирование сложных р.э.с. на физическом и системном уровнях требует больших вычислительных мощностей и занимает достаточно много времени, даже при использовании суперкомпьютеров;

 во-вторых, при компьютерном моделировании приемно-передающих устройств и каналов связи используется целый ряд приближений, которые часто приводят к несоответствию результатов моделирования результатам натурных экспериментальных измерений характеристик проектируемых образцов (прототипов);

 в-третьих, проведение натурных экспериментальных измерений характеристик сложных р.э.с. при различных сценариях развертывания для высокоскоростных объектов требует больших организационных, финансовых и временных затрат.

Все перечисленные факторы приводят к существенному увеличению времени проектирования и стоимости разработки новых р.э.с., поскольку



Рис. 1. Блок-схема п.а.к. для проведения натурно-модельных испытаний разрабатываемого приемно-передающего оборудования. *ТХ* – передатчик, *RX* – приемник.

после проведения дорогостоящих натурных испытаний опытные образцы приемно-передающих устройств, как правило, приходится возвращать на доработку.

Один из подходов к решению обозначенных проблем основан на применении программноаппаратных комплексов, которые позволяют исследовать характеристики разрабатываемых р.э.с. и заменять натурные испытания опытных образцов оборудования их натурно-модельными испытаниями с использованием цифровых эмуляторов каналов связи [1, 2]. Последние позволяют имитировать с высокой точностью распространение сигналов в сложных линиях радиосвязи и измерять характеристики опытных образцов или уже выпускаемых продуктов в реальном времени. Такой программно-аппаратный комплекс (п.а.к.) для проектирования и натурно-модельных испытаний широкополосных систем радиосвязи, радиолокации и навигации высокоскоростных объектов был разработан авторами данной работы.

ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ БЛОК-СХЕМЫ П.А.К.

Конструктивно базовый комплект п.а.к. состоит из двух блоков: основного программного блока, реализованного на персональном компьютере (п.к.), и каналообразующего блока, реализованного программно-аппаратно. При проектировании к п.а.к. подключаются программно-аппаратные модели передатчика *TX* и приемника *RX*, разрабатываемые заказчиком, или непосредственно опытные образцы (прототипы) (рис. 1). Основной программный блок на п.к. содержит:

 программные модели сценариев развертывания исследуемой р.э.с. и каналов связи, параметры окружающей среды, географическое положение объектов и параметры приемно-передающего оборудования;

 конфигурационный модуль, задающий параметры алгоритмов обработки сигналов в испытываемых приемно-передающих устройствах и параметры эмулятора среды распространения в соответствии с выбранным сценарием;

 модуль для измерения и хранения метрик, характеризующих работу р.э.с. в процессе моделирования или натурно-модельных испытаний (пропускная способность и уровни ошибок для систем радиосвязи, кривые обнаружения для радиолокационных систем, координаты объекта для систем навигации и т.п.);

 – графический интерфейс пользователя, отображающий информацию на п.к. и позволяющий представлять результаты измерения характеристик р.э.с. в удобном для пользователя виде.

Каналообразующий блок содержит:

– аппаратную часть, реализованную на доступных интегральных микросхемах: аналогоцифровой приемный модуль с входом от передающего устройства на радио- или промежуточной частоте, включающий в себя малошумящий усилитель HMC8410, демодулятор ADL5380 и квадратурный аналого-цифровой преобразователь с частотой взятия выборок 1.2 ГГц; цифровой модуль эмулятора среды распространения, реализо-



Рис. 2. Блок-схема универсального трансверсального фильтра с изменяемыми параметрами модуля эмулятора среды распространения п.а.к.

ванный на программируемой логической интегральной схеме (п.л.и.с.) XCKU060-1FFVA1156I, моделирующей распространение сигнала в реальном времени для заданной модели канала, и цифроаналоговый передающий модуль с выходным сигналом на радио- или промежуточной частоте, включающий в себя квадратурный цифроаналоговый преобразователь DAC38J82, модулятор ADL5375;

– программно-аппаратную модель канала радиосвязи, загружаемую в п.л.и.с. модуля эмулятора среды распространения из конфигурационного модуля основного программного блока на п.к. и позволяющую моделировать многолучевое распространение сигналов, эффект Доплера, пространственное затухание сигналов, внешние помехи и т.п.

Разработанный п.а.к. обладает гибкой архитектурой и широким функционалом для создания реалистичных 3D-моделей каналов связи, соответствующих сценариям развертывания разрабатываемых или производимых р.э.с. Это позволяет использовать технологию программно-определяемого радио (SDR, Software Defined Radio) для создания в короткие сроки адекватных "цифровых двойников" приемно-передающих устройств, проводить отладку отдельных блоков новых р.э.с. и натурно-модельные испытания разработанных прототипов приемников и передатчиков.

БЛОК МОДУЛЯ ЭМУЛЯТОРА СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Возможность моделирования эффектов многолучевого распространения с применением их к передаваемым радиосигналам в реальном времени обеспечивается аппаратно реализованным в цифровом модуле эмулятора среды распространения универсальным трансверсальным фильтром с изменяемыми параметрами (рис. 2).

Трансверсальный фильтр реализует задаваемую сценарием импульсную переходную характеристику многолучевого канала связи с N лучами и осуществляет ее свертку с передаваемым радиосигналом в реальном времени. В число параметров фильтра входит набор комплексных амплитуд лучей, задаваемых весовыми коэффициентами W_i $(i = \overline{0, N - 1})$ в отводах фильтра, набор временных задержек лучей Δt_i $(i = \overline{1, N - 1})$, а также набор доплеровских смещений частоты сигнала отдельно для каждого из лучей Δf_i $(i = \overline{0, N - 1})$, реализуемых путем динамического задания соответствующих фазовых набегов.

Аппаратная реализация трансверсального фильтра на п.л.и.с. позволяет моделировать сложные многолучевые нестационарные каналы связи с максимальным числом лучей N = 14, максимальной общей задержкой лучей до 10 мкс ($\sum_{i=1,N-1} \Delta t_i \leq 10$ мкс) и доплеровскими сдвигами частоты до ± 30 кГц ($|\Delta f_i| \leq 30$ кГц). При этом весовые коэффициенты W_i и другие параметры фильтра могут обновляться с частотой до 60 кГц.

Значения параметров трансверсального фильтра и законы их изменения во времени задаются в конфигурационном модуле основного программного блока на п.к., исходя из требуемого сценария и принятой модели радиоканала, и загружаются в п.л.и.с. модуля эмулятора среды распространения при проведении каждой серии испытаний.



Рис. 3. Общий вид программно-аппаратного комплекса при испытаниях прототипов приемно-передающей аппаратуры системы высокоскоростной передачи данных для авиационной радиосвязи. *1* – аппаратная часть п.а.к., *2* – прототип передатчика, *3* – прототип приемника.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ П.А.К.

В п.а.к. предусмотрена возможность задания параметров собственных сценариев развертывания р.э.с. в основном программном блоке на п.к. и измерения характеристик р.э.с. на физическом и системном уровнях в реальном времени с использованием п.а.к. в качестве "ускорителя" для моделирования 3D-каналов связи.

Программно-аппаратный комплекс позволяет формировать и принимать радиосигналы с несущей частотой до 6 ГГц, генерировать и обрабатывать сигналы на видеочастоте с шириной полосы до 200 МГц. При моделировании нестационарных каналов радиосвязи п.а.к. обеспечивает частоту обновления импульсной переходной характеристики канала в эмуляторе среды распространения до 60 кГц. Это позволяет при исследовании систем радиосвязи с объектами, движущимися с относительной разностью скоростей до 5 М, делать порядка двух обновлений коэффициентов импульсной передаточной характеристики многолучевой модели канала на одном периоде максимального доплеровского смещения.

На рис. 3 показан общий вид разработанного п.а.к., используемого для испытания прототипов новых передающих и приемных устройств для авиационной радиосвязи, предоставленных индустриальным партнером НПП "ПРИМА", ведущим производителем аппаратуры беспроводной связи в России [3].

Для управления функционалом п.а.к. был разработан удобный графический интерфейс пользователя, который позволяет задавать параметры сценариев развертывания р.э.с., управлять параметрами различных модулей п.а.к., используемых сигналов и моделей каналов связи. Графический интерфейс также позволяет выводить на экран монитора результаты моделирования как в графическом виде, так и в виде файлов, которые могут быть использованы для более детальной обработки результатов моделирования в сторонних программных продуктах.

Пример визуализации результатов испытаний авиационной системы связи "земля—воздух" для сценария полета над холмистой поверхностью приведен на рис. 4. В качестве входных данных, задаваемых в левом окне экрана, используются положение летательного аппарата в пространстве, поляризация и 3D-диаграммы направленности антенн, параметры системы связи (несущая частота, полоса частот сигнала, частота дискретизации, вид модуляции, скорость кодирования и т.д.). Результаты моделирования в данном примере представлены зависимостями вероятностей битовых ошибок от отношения сигнал/шум для разных сигнально-кодовых конструкций и приведены в правом окне экрана.

ПРИМЕР ИСПОЛЬЗОВАНИЯ П.А.К. ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ АВИАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ СВЯЗИ ГИГАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Разработанный п.а.к. был использован при проектировании и проведении натурно-модельных испытаний высокоскоростных терминалов передачи данных для новой авиационной системы связи гигагерцового диапазона длин волн (3– 6 ГГц). Исследуемая система представляла собой широкополосную OFDM (Orthogonal Frequency-Division Multiplexing) систему связи, в которой для модулирования поднесущих использовались следующие виды модуляции: BPSK, QPSK, 16-QAM и 64-QAM. Основные параметры разработанной системы связи приведены в табл. 1.

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ



Рис. 4. Вид экрана графического интерфейса пользователя п.а.к. при испытании авиационной системы связи "земля—воздух".

В соответствии с предложенным индустриальным партнером перечнем сценариев развертывания широкополосной авиационной системы радиосвязи были разработаны 11 моделей среды распространения сигналов с учетом конкретизирующих параметров сценариев развертывания и параметров приемно-передающих устройств.

Первоначально были реализованы 4 тестовые модели на основе результатов работ [4, 5]. Эти упрощенные модели не учитывали возможные разнообразные сценарии и условия полета, а также угловые характеристики многолучевого канала связи и диаграммы направленности используемых антенных систем. Поэтому было принято решение воспользоваться результатами экспериментальных исследований характеристик авиационных каналов "земля—воздух", выполненных в исследовательском центре NASA (США) и опубликованных в 2017 г. в серии статей [6–8]. Схема проводимых в этих работах экспериментальных измерений показана на рис. 5.

10-ваттный передатчик *TX* был установлен на вышке наземной станции высотой $h_{TX} = 20$ м над землей, в то время как приемник *RX* размещен на

Таблица 1. Параметры авиационной OFDM-системы связ	ы
--	---

Параметр	Значение параметра
Несущая частота f ₀ , ГГц	3–6
Ширина полосы сигнала ΔF , МГц	200
Число поднесущих в OFDM-символе	2048
Расстояние между поднесущими Δf , кГц	97.66
Число отсчетов в OFDM-символе	2048
Число отсчетов в защитном интервале	512
Длительность OFDM-символа T_{symb} , мкс	10.24
Длительность защитного интервала $T_{\rm GI}$, мкс	2.56
Число OFDM-символов в одном пакете	3
Длина пакета сигнала <i>Т_{раскеt}</i> , мкс	38.4
Тип помехоустойчивого кодирования	Сверточный код IEEE802.11а, скорости кодирования 1/2, 2/3, 3/4



Рис. 5. Схема экспериментальных измерений характеристик канала связи "земля—воздух", проводимых в работах [6–8], и структура выявленных лучей распространения сигнала. *ТХ* – передатчик, *RX* – приемник.

самолете, летящем на высоте h_{RX} от 800 до 1200 м на удалении *d* от 2 до 50 км от наземной станции. Измерения проводились для разных сценариев полетов в двух частотных диапазонах: 960—977 МГц и 5030—5091 МГц, выделенных в США для беспилотных летательных аппаратов [6].

Проведенные в [6-8] детальные экспериментальные исследования показали. что для всех рассмотренных сценариев полетов канал "землявоздух" может быть адекватно описан с помощью многолучевой модели, включающей в себя два всегда присутствующих детерминистских луча (прямой луч АВ и луч АОВ, отраженный от подстилающей поверхности и запаздывающий относительно прямого луча на τ_1 (см. рис. 5)) и набор случайных лучей (от одного до семи), отраженных от различных наземных объектов. Параметры детерминистских лучей рассчитывают исходя из геометрии сценария, свойств подстилающей поверхности и результатов экспериментов. Параметры случайных лучей: вероятность появления, время жизни, амплитуда, задержка относительно прямого луча (τ_2 , τ_3 и т.д.) – задаются с помощью эмпирических распределений, определенных в [6-8] путем многочисленных прямых измерений.

На основе этих базовых экспериментальных результатов и геометрических моделей сценариев полетов в работе [9] был разработан метод реконструкции угловых и частотных характеристик канала. Это позволило реализовать высокоадекватные 3D-модели авиационных каналов "земля воздух", позволяющие детально описывать пространственные, временные, угловые и частотные характеристики канала для различных сценариев полета (полет над водной поверхностью, над холмистой местностью, над городской и пригородной застройками и т.д.) и исследовать системы связи с направленными и многоэлементными антенными системами.

Разработанные модели каналов связи были реализованы на языках программирования высокого уровня (Matlab, C++), а затем имплементированы в п.л.и.с. аппаратной части модуля эмулятора среды распространения п.а.к. (см. рис. 2). Поскольку параметры всех моделей каналов связи, реализованных в п.а.к., задавались на основе эмпирических распределений, определенных в работах [6–8], то результаты моделирования полностью соответствуют результатам реальных натурных испытаний.

Сравнительная оценка скорости моделирования исследуемой авиационной системы связи на п.к. и п.а.к. была проведена путем расчета времени "прохождения" одного пакета данных, состоящего из трех OFDM-символов, через нестационарный многолучевой канал с учетом эффекта Доплера. При моделировании на п.к. в среде Matlab с использованием операции взятия свертки во времени процесс обработки одного пакета занимал приблизительно 2.5 мс. При использовании п.а.к. генерируемый передатчиком сигнал проходил через эмулятор среды распространения в реальном времени, что занимало 38.4 мкс. Таким образом, применение п.а.к. позволяло ускорить время проведения испытаний приблизительно в 65 раз.

Измерения характеристик новой авиационной системы связи гигагерцового диапазона длин волн проводились на разработанном п.а.к. для нескольких сценариев развертывания, существенно отличающихся условиями распространения радиоволн. При этом было исследовано влияние подстилающей поверхности, высоты и скорости движения приемника и передатчика, диаграмм направленности антенных систем, погодных условий и т.д. на пропускную способность системы связи. В качестве основных метрик использовались скорость передачи данных, вероятности битовых и пакетных ошибок в зависимости от дальности связи, отношения сигнал/шум и других параметров.

Пример измеренных зависимостей вероятностей битовых ошибок от отношения сигнал/шум для сценария полета над холмистой поверхностью приведен на панели графического интерфейса (см. рис. 3). Интересно отметить, что для получения результатов, представленных на рис. 3, с использованием п.а.к. потребовалось всего около 3 мин 6 с, тогда как при моделировании на п.к. – 3 ч 22 мин.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработан программно-аппаратный комплекс, предназначенный для проектирования и натурно-модельных испытаний приемно-передающего оборудования широкополосных радиоэлектронных систем радиосвязи, радиолокации и навигации различного назначения с учетом особенностей многолучевого распространения сигналов в физических каналах связи, типов используемых сигналов и передаваемой информации.

Созданная технология проектирования позволяет существенно ускорить проведение натурномодельных испытаний прототипов новых передающих и приемных устройств с несущей частотой до 6 ГГц и полосой до 200 МГц и исследовать характеристики авиационных систем связи в сложных многолучевых нестационарных каналах с высокоскоростными объектами, движущимися с разностью скоростей до 5 М.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы работы выражают благодарность руководству НПП "Авиаком" и НПП "Прима" за помощь в реализации данного проекта.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в НПП "Авиаком" и ННГУ им. Н.И. Лобачевского при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научнотехнической сфере (Фонд содействия инновациям), договор 398 ГР/44372, и индустриального партнера НПП "Прима".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Maltsev A.A., Khoryaev A., Lomayev A., Maslennikov R., Antonopoulos C., Avgeropoulos K., Alexiou A., Boccardi F., Yun Hou, Kin K. Leung // IEEE Communications Magazine. 2010. V. 48. № 3. P. 172. https://doi.org/10.1109/MCOM.2010.5434390
- Keysight. Тестирование систем аэрокосмической, спутниковой и бортовой радиосвязи с помощью эмуляции каналов средствами Propsim. https://www.keysight.com/ru/ru/assets/7018-05279/ brochures/5992-1606.pdf
- 3. http://prima-systems.ru/
- Haas E. // IEEE Transactioncs on vehicular technology. 2002. V. 51. № 2. P. 254. https://doi.org/10.1109/25.994803
- 5. Исмаилов А.В. // Вестник ЯрГУ. Серия Естественные и технические науки. 2012. № 3. С. 56.
- Matolak D.W., Sun R. // IEEE Trans. Veh. Technol. 2017. V. 66. № 1. P. 26. https://doi.org/10.1109/TVT.2016.2530306
- Sun R., Matolak D.W. // IEEE Trans. Veh. Technol. 2017. V. 66. № 3. P. 1913. https://doi.org/10.1109/TVT.2016.2585504
- Matolak D.W., Sun R. // IEEE Trans. Veh. Technol. 2017. V. 66. № 8. P. 6607. https://doi.org/10.1109/TVT.2017.2659651
- Maltsev A.A., Bolkhovskaya O.V., Sergeev V.S., Elokhin A.V., Kokarev A.O. // 3D Air-Ground Channel Model Reconstruction Based on the Experimental Data and Q-D Method. Frontiers in Artificial Intelligence and Applications. Machine Learning and Artificial Intelligence. 2020. V. 332. P. 337. https://doi.org/10.3233/FAIA200799

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.31

ИМПУЛЬСНЫЙ МАГНЕТРОННЫЙ ГЕНЕРАТОР СВЕРХВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО КОММУТАТОРА

© 2021 г. Е. Ю. Буркин^{а,*}, В. В. Свиридов^а, П. Ю. Чумерин^а

^а Национальный исследовательский Томский политехнический университет Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30 *e-mail: burkin@mail.ru Поступила в редакцию 05.12.2020 г.

> После доработки 24.12.2020 г. Принята к публикации 25.12.2020 г.

Описана импульсная магнетронная система, генерирующая высокоэнергетические с.в.ч.-импульсы частотой 100 Гц и средней мощностью 5 кВт. Для формирования импульса тока магнетрона использована схема с 16 идентичными транзисторными блоками с рабочим напряжением 800 В, которые на интервале импульса подключаются последовательно к первичной обмотке высоковольтного импульсного трансформатора с коэффициентом трансформации, равным 5. Таким образом, формируется импульс напряжения с амплитудой до 65 кВ, током 140 А и регулируемой длительностью 1–6 мкс. Представлены экспериментальные данные работы системы на импульсный с.в.ч.-магнетрон и эквивалент нагрузки.

DOI: 10.31857/S0032816221030174

введение

Импульсные магнетроны широко используются в качестве генераторов мощных с.в.ч.-импульсов в радиолокации, медицине и в ускорительной технике. Традиционный подход к формированию выходной последовательности высоковольтных питающих импульсов состоит в использовании коммутатора, который от входного постоянного напряжения обеспечивает заданные параметры выходного импульса (крутизну нарастания напряжения, его вершину и длительность). В качестве коммутаторов могут выступать как газоразрядные и вакуумные приборы, так и полупроводниковые транзисторы, а также тиристоры. При использовании газоразрядных коммутаторов и тиристоров характеристики выходного импульса определяются дополнительной формирующей линией.

Системы на основе полупроводниковых транзисторных коммутаторов позволяют исключить формирующую линию, а коррекцию импульса осуществить вспомогательными, относительно маломощными цепями. Помимо этого, такие системы обладают следующими положительными особенностями:

— возможностью контролировать и изменять в процессе работы большинство параметров выходного импульса — длительность, амплитуду, частоту, а при определенных условиях влиять на характер нарастания выходного тока и формировать его нелинейные временные зависимости, тем самым влиять на спектр выходного с.в.ч.-им-пульса;

 обеспечивать повышенную частоту работы (сотни герц–единицы килогерц);

 повышенным временным ресурсом работы полупроводниковых приборов по сравнению с газоразрядными и вакуумными приборами;

 возможностью оптимизировать входную конденсаторную батарею, работая с разными уровнями напряжения на ней;

 возможностью относительно просто реализовать параллельную работу генераторов для обеспечения заданной выходной мощности.

Можно выделить три варианта построения таких генераторов в зависимости от места транзисторного коммутатора в общей структуре и от уровня коммутируемого им напряжения.

1. Коммутатор расположен на входе генератора и коммутирует относительно низкое напряжение (до 5-6 кВ, типично 500-1000 В). В этом случае выходное напряжение обеспечивается за счет импульсного высоковольтного трансформатора с большим коэффициентом трансформации, что ведет к повышенным требованиям к качеству его изготовления. Также это обстоятельство ведет к значительным уровням коммутируемого первичного тока, что может затруднить создание такого генератора на большие мощности из-за влияния коммутационных помех [1].



Рис. 1. Основные структурные компоненты генератора с.в.ч. *ИБ* – инверторный блок, *МБ* – модуляторный блок, *ИТр* – импульсный трансформатор, *СОГ* – система охлаждения и газонаполнения генератора, *БНМ* – блок накала магнетрона, *БПЧМ* – блок подстройки частоты магнетрона.

2. Коммутатор расположен в промежутке между выходным высоковольтным трансформатором и входным преобразователем, обеспечивающим повышение входного напряжения до уровня 10— 30 кВ. В этом случае существенно снижаются требования к конструкции высоковольтного трансформатора и к ключам генератора с точки зрения их токовой нагрузки. Однако требуется реализация последовательной работы ключевых элементов транзисторного коммутатора, а также использование входного высоковольтного источника питания.

3. Коммутатор расположен на выходе генератора и коммутирует полное выходное напряжение. В этом случае появляется возможность исключить выходной трансформатор, но увеличивается количество элементов транзисторного коммутатора. При этом возрастают требования к изоляции цепей управления. Последнее обстоятельство ведет к увеличению времени распространения сигнала управления, что негативно сказывается на синхронности включения элементов транзисторного коммутатора. Также при отсутствии высоковольтного импульсного трансформатора необходимо решить задачу разработки высокопотенциальной цепи накала магнетрона.

Предлагаемый генератор мощных с.в.ч.-импульсов относится ко второму типу.

СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ГЕНЕРАТОРА

Структурная схема приведена на рис. 1. Инверторный блок (*ИБ*) установлен в стойку M_1 , а модуляторный блок (*МБ*) совместно с магнетроном в стойку M_2 . В качестве магнетрона используется МИ-456, основные характеристики которого следующие: фиксированная частота 2851—2861 МГц,

выходная импульсная мощность не менее 5 МВт, напряжение анода 5–65 кВ, импульсный ток анода не более 150 А, длительность импульса 3–6 мкс, скважность не менее 1000.

Импульсное электропитание магнетрона осуществляется модуляторным блоком МБ через высоковольтный импульсный трансформатор (ИТр). Амплитуда напряжения регулируется и стабилизируется инверторным блоком, который включает в себя импульсный двухканальный стабилизатор тока и нерегулируемый мостовой инвертор. Инверторный блок обеспечивает основной канал подвода энергии к магнетрону, формирует управление и диагностику генератора, определяет длительность и частоту выходных импульсов, а также управление вспомогательными обеспечивает блоками: блоком накала магнетрона (БНМ) и блоком подстройки частоты магнетрона (БПЧМ). Последний обеспечивает согласование с волноводной или резонаторной системой, используя сигнал с выходного детектора мощности в качестве сигнала обратной связи. Общее электропитание блоков осуществляется от сети переменного тока через входные коммутационные и фильтрующие цепи. Магнетронная система и преобразовательные блоки охлаждаются узлом СОГ, куда входят система водяного охлаждения магнетрона и система принудительного воздушного охлаждения электронных блоков.

СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ ГЕНЕРАТОРА

Инверторный блок

Структурная схема инверторного блока представлена на рис. 2. Для питания используется трехфазная цепь переменного тока, состоящая из мостового выпрямителя (*B*) и выходного сглажи-



Рис. 2. Структурная схема инверторного блока. *В* – выпрямитель, *СФ* – сглаживающий фильтр, *ИСТ* – импульсный стабилизатор тока, *ИТ* – инвертор тока, *СПЗ* – схема предварительного заряда, *ВИП* – вспомогательный источник питания, *СУ* – система управления, *ИУ* – индикаторное устройство.

вающего фильтра ($C\Phi$). На выходе $C\Phi$ формируется нестабилизированное постоянное напряжение с уровнем пульсации, обеспечивающим устойчивую работу стабилизатора тока. Для ограничения пусковых токов в момент включения используется вспомогательная схема предварительного заряда фильтрового конденсатора.

Питание системы управления (СУ) и других низковольтных вспомогательных систем осуществляется сетевым вспомогательным источником питания (ВИП). Напряжение с шины постоянного тока поступает на двухфазный импульсный стабилизатор тока (ИСТ₁, ИСТ₂), выполненный по схеме понижающего преобразователя постоянного напряжения с фиксированным фазовым сдвигом сигналов управления [3]. Суммарный ток с удвоенной частотой пульсации поступает на мостовой инвертор тока (ИТ), работающий синхронно с импульсными стабилизаторами тока на той же частоте. Переменный ток практически прямоугольной формы с выхода инвертора поступает на трансформаторы и далее на выпрямители ячеек модуляторного блока, заряжая выходную конденсаторную батарею и поддерживая на ней заданный средний уровень напряжения [2, 4].

В процессе заряда, который составляет практически все время работы генератора, все ячейки модулятора отключены от нагрузки и друг от друга. На интервале формирования импульса происходит синхронное включение силовых транзисторных ключей. Конденсаторные батареи ячеек включаются последовательно, и суммарное напряжение прикладывается к первичной обмотке импульсного трансформатора. Управление организовано по подчиненному принципу. Внутренние переменные обратной связи по току берутся с датчиков тока стабилизатора (PA_1 , PA_2 , рис. 2), а внешняя переменная, обеспечивающая стабилизацию выходного напряжения на заданном уровне, поступает с блока измерения, расположенного в модуляторном блоке.

Модуляторный блок

Структурная схема модуляторного блока представлена на рис. 3. Основа модулятора — узел идентичных блоков ячеек (P_1-P_{16}), содержащих конденсаторную батарею, транзисторный модуль и систему формирования импульсов и защиты транзисторных ключей. Электропитание всех ячеек осуществляется переменным током частотой 20 кГц (I_{in}) от вторичных обмоток силовых трансформаторов (Tp1, Tp2). Один трансформаторов (для двух ячеек.

Принципиальная схема узла $A_{1,1}(A_{1,2})$, содержащего две ячейки модулятора, приведена на рис. 4. В процессе формирования импульса все ячейки включаются последовательно, формируя импульс напряжения на первичной обмотке импульсного высоковольтного трансформатора (MTp) с уровнем напряжения порядка 10–14 кВ в зависимости от рабочего выходного напряжения. Поскольку накал магнетрона находится под потенциалом, его электропитание осуществляется через вспомогательную обмотку MTp. Для контроля и защиты модуляторного блока (рис. 3) в схему введены трансформаторы тока (TA_1 , TA_2) и делители напряжения (PV_1 , PV_2), сигналы с которых поступают на измерительный блок и обеспечивают за-


Рис. 3. Структурная схема модуляторного блока. Tp1, Tp2 – повышающие трансформаторы, обеспечивающие заряд конденсаторных батарей ячеек модулятора $P_1 - P_{16}$; PV_1 , PV_2 – делители напряжения, TA_1 , TA_2 – трансформаторы тока.

щитные и регулировочные функции. На все ячейки модулятора поступает изолированный шлейф (*Con*), обеспечивающий передачу вспомогательного питания ячеек, а также прохождение сигнала управления от основного управляющего устройства к ячейкам. Сигналы питания и управления передаются с помощью изолирующих трансформаторов.

Для обеспечения работы импульсного трансформатора по полному циклу петли гистерезиса



Рис. 4. Принципиальная схема узла модулятора $A_{1,1}$ ($A_{1,2}$). $T_1 + D_5 - SCM400GB12T4$ (один из двух модулей, работающих параллельно); $D_1 - D_4 - VBE17 - 12NO7$.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

используется вспомогательный блок размагничивания, представляющий собой сетевой стабилизатор тока, выход которого изолирован с помощью специального фильтрующего устройства.

Для защиты транзисторных ключей в каждой ячейке модулятора предусмотрены пассивные защитные цепи, обеспечивающие защиту силовых ключей от перенапряжения. Также сигнал с трансформатора тока обеспечивает защиту в целом модулятора от перегрузки по току.

На рис. 5 показан внешний вид модуляторного блока. Конструктивно он состоит из 16 идентичных изолированных ячеек с естественным охлаждением. Транзисторные модули T_1 , D_5 (2×SCM400GB12T4), конденсаторная батарея $C_1 - C_6$ (240 мк Φ), выпрямитель $D_1 - D_4$ и трансформаторы *Tp1*, *Tp2* зарядного преобразователя располагаются на радиаторе, формирователь импульса управления силовыми транзисторами представляет собой отдельную плату, на которой расположены трансформаторы питания и управления, а также микросхемы стабилизатора напряжения и драйвера управления силовыми транзисторами, работающими в ключевом режиме с напряжением на затворе, равным 15 В на интервале формирования импульса, и ~0 В на интервале паузы.

Управление преобразователем реализовано в цифровом виде на основе сигнального процессора TMS320F2808. В качестве сигналов обратной связи, на основании которых реализуется алгоритм регулятора, выступают ток дросселя входного стабилизатора тока *PA*₁, *PA*₂ (рис. 2) и выходное



Рис. 5. Модуляторный блок. *1* – транзисторный модуль SCM400GB12T4, расположенный на радиаторе; *2* – плата драйвера управления; *3* – конденсаторная батарея 240 мкФ; *4* – высоковольтные трансформаторы питания ячеек.

напряжение с конденсаторной батареи низкопотенциальной ячейки. Блок подстройки частоты магнетрона выполнен на аналогичном процессоре и позволяет при необходимости реализовать автоматическую подстройку частоты магнетрона. Реализован алгоритм поиска максимума сигнала обратной связи, поступающего с детектора с.в.ч. Сигнал с детектора в виде короткого (~300 нс) импульса поступает на пиковый детектор. Значение напряжения пикового детектора оцифровывается аналого-цифровым преобразователем процессора, фильтруется, и полученная величина служит основой для алгоритма поиска экстремума. Осуществляется циклическое изменение частоты магнетрона с одновременным вычислением производной и соответствующей установкой направления вращения регулятора частоты. Регулировка частоты магнетрона осуществляется при помощи шагового двигателя. Все сигналы поступают с соответствующих датчиков, обеспечивающих их изоляцию, фильтрацию и согласование с аналого-цифровым преобразователем управляющего контроллера.



Рис. 6. Стойка генератора с.в.ч. *1* – магнетрон; *2* – шаговый двигатель системы автоподстройки частоты; *3* – высоковольтный импульсный трансформатор; *4* – модуляторный блок (расположен за экраном с обратной стороны стойки); *5* – измерительный делитель выходного напряжения; *6* – измерительный трансформатор тока; *7* – провода подвода накала магнетрона; *8* – компенсирующая выходная цепь.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При испытаниях магнетрон был нагружен на согласованную, водоохлаждаемую нагрузку с сечением волновода 72 × 34 мм. диапазоном рабочих частот 2856 ± 50 МГп и импульсной рабочей мощностью до 5 МВт. Конструктивно система электропитания магнетрона размещена в двух стандартных стойках. В первой из них располагается инверторный блок, а также блоки накала, запуска и размагничивания трансформатора. Габариты стойки — 1200 × 600 × 800 мм. Во второй стойке располагаются магнетрон, высоковольтный импульсный трансформатор и модуляторный блок. Ее внешний вид с их расположением внутри показан на рис. 6. Габариты стойки — 2000 × 800 × 800 мм. Вывод с.в.ч.-энергии осуществляется через окно в боковой крышке с помощью волновода.

На рис. 7 приведена осциллограмма тока магнетрона. Время нарастания составляет ~0.65 мкс, время спада ~0.3 мкс, спад плоской вершины ~3%.



Рис. 7. Осциллограмма анодного тока магнетрона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан импульсный магнетронный генератор мощных с.в.ч.-импульсов с частотой следования 100 Гц и максимальной мощностью 5 МВт. Магнетронная система и импульсный трансформатор ее питания работают при естественном охлаждении, а остальные блоки при принудительном воздушном охлаждении, что открывает перспективу по достаточно простому с технической точки зрения уменьшению массы и габаритов генератора мощных с.в.ч.-последовательностей и созданию компактных и мобильных устройств.

Полученные результаты могут быть применены при создании мощных генераторов с.в.ч. на основе импульсных магнетронов и клистронов и использоваться в различных областях импульсной техники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Визирь В.А., Иванов С.В., Ковальчук Б.М., Манылов В.И., Шубкин Н.Г., Червяков В.В., Юрьев В.В., Бутаков Л.Д., Толмачев В.И. // ПТЭ. 2004. № 4. С. 53.
- 2. Канаев Г.Г., Кухта В.Р., Лопатин В.В., Нашилевский А.В., Ремнев Г.Е., Фурман Э.Г., Уемура К. // ПТЭ. 2010. № 1. С. 105.
- 3. Варюхин А.Н., Гордин М.В., Захарченко В.С., Маланичев В.Е., Малашин М.В., Мошкунов С.И., Небогаткин С.В., Хомич В.Ю., Шершунова Е.А. // Изв. РАН. Энергетика. 2019. № 6. С. 121. https://doi.org/10.1134/s0002331019060128
- 4. Буркин Е.Ю., Кожемяк О.А. // ПТЭ. 2016. № 2. С. 91. https://doi.org/10.7868/S003281621601033X

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.373.13

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ВКЛЮЧЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО УСКОРИТЕЛЯ С ОПТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ

© 2021 г. А. И. Липчак^{а,*}, С. В. Барахвостов^а

^а Институт электрофизики УрО РАН Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106 *e-mail: lipchak@iep.uran.ru Поступила в редакцию 06.11.2020 г. После доработки 06.12.2020 г. Принята к публикации 08.12.2020 г.

Описана конструкция разрядника импульсного сильноточного ускорителя электронов, управляемого лазерным излучением. Приведены результаты испытаний разрядника при работе в качестве первичного коммутатора в сильноточном ускорителе типа "Радан". Разработанный разрядник обеспечивает джиттер включения ускорителя не хуже 0.3 нс.

10.31857/S0032816221030216

ВВЕДЕНИЕ

Электрический пробой газа, инициированный лазерным излучением [1], используется в разрядниках высокого давления с оптическим управлением [2, 3]. Газовый разрядник является одним из основных элементов, определяющих стабильность работы высоковольтных импульсных генераторов [4], поэтому использование коммутаторов с высокой временной стабильностью важно для такого рода аппаратуры.

Возможность синхронизации сильноточных импульсных ускорителей электронов с помощью лазерного излучения с точностью не хуже ±2 нс была показана в [5]. Между тем, использование трехэлектродного управляемого разрядника обеспечивает точность включения не хуже 0.3 нс, однако при этом запускающий импульс должен иметь амплитуду 15-50 кВ [6]. Возможность управления генератором с точностью не хуже чем 25 пс путем синхронизации двух импульсных генераторов с помощью такого же третьего была показана в работе [7]. Однако данный подход сложно использовать, если необходимо синхронизировать разнородные приборы: генератор (ускоритель) и импульсный лазер, например, для исследования взаимодействия субнаносекундных электронных пучков с конденсированным веществом [8].

Несомненным преимуществом оптического запуска является гальваническая развязка цепей управления от коммутируемых цепей, что важно, в частности, когда оба электрода коммутатора не заземлены. В работе [6] отмечается, что лазерные системы, применяемые для запуска разрядников, сложны и дороги. Однако значительный технологический прогресс в области производства лазеров, в том числе их удешевление, делает актуальны-



Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. ДФЛ – двойная формирующая линия.



Рис. 2. Эскиз экспериментальной установки. 1 – линза с фокусным расстоянием f = 100 мм; 2 – излучение лазера; 3 – анод; 4 – катод; 5 – плазма.

ми исследования, направленные на совершенствование сильноточных высоковольтных разрядников с оптическим управлением [9, 10].

В данной работе приводятся результаты испытаний, полученные при запуске высоковольтного коммутатора излучением импульсно-периодического АИГ:Nd³⁺-лазера. Для обеспечения запуска высоковольтного коммутатора лазерным излучением нами был доработан стандартный разрядник ускорителя "Радан" [11].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ, ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Блок-схема экспериментальной установки для исследования работы ускорителя "Радан" с лазерным запуском представлена на рис. 1, эскиз разрядника ускорителя с лазерным запуском — на рис. 2.

Излучение 2 первой гармоники АИГ:Nd³⁺-лазера LS-2134 (СП "ЛОТИС ТИИ", Республика Беларусь, https://www.lotis-tii.com) с длиной волны $\lambda = 1064$ нм и энергией 200 \pm 0.5 мДж направлялось вдоль оси установки и через отверстие диаметром 2 мм в катоде 4 фокусировалось на аноде 3 (см. рис. 2). Диаметр фокусировки составлял порядка 0.2 мм. Данная конфигурация является оптимальной с точки зрения снижения джиттера включения такого разрядника [12]. Одновременно с запускающим импульсом формировался импульс второй гармоники $\lambda = 532$ нм, передний фронт которого по уровню 0.05 от мак-



12.5 МВт

Рис. 3. Осциллограмма работы разрядника в режиме самопробоя. *1* – напряжение заряда *ДФЛ*; *2* – лазерный импульс (не подается в разрядник); *t*_d – время задержки. На вставке – типичная осциллограмма лазерного импульса.

симума использовался в качестве точки отсчета. Типичная осциллограмма лазерного импульса приведена на вставке к рис. 3.

Регистрация излучения осуществлялась с помощью фотодиода UPD-50-UP-FR (время нарастания фронта 50 пс) и осциллографа Tektronix



Рис. 4. Эпюра синхронизации.

Рис. 5. Осциллограмма работы разрядника в режиме управления лазерным излучением. 1 – напряжение заряда $\mathcal{Д}\Phi\mathcal{J}$; 2 – лазерный импульс. На вставке t_b – время задержки включения разрядника.

TDS 3054C (время нарастания/спада 0.7 нс [13]). Разрядник был настроен так, что, если лазерное излучение не поступало в разрядник, происходил его самопробой, наблюдаемый через 3 ± 0.25 мкс после начала заряда двойной формирующей линии ($\mathcal{Д}\Phi\mathcal{I}$) ускорителя при напряжении $U_s = 210$ кВ (при давлении в разряднике 4 МПа и межэлектродном расстоянии 3 мм). Тем самым обеспечивалась защита изоляции ускорителя. На рис. 3 показана осциллограмма для случая самопробоя, когда лазерное излучение регистрируется, но не поступает в разрядник. При проведении измерений между импульсами выдерживался интервал порядка 2 мин, с тем чтобы электрическая прочность газового промежутка успела восстановиться.

Для определения момента срабатывания разрядника регистрировалось зарядное напряжение $\mathcal{Д}\Phi \mathcal{Л}$. Для этого использовался низкоиндуктивный емкостный делитель [14]. Длины оптических путей, сигнальных кабелей были подобраны так, чтобы разность задержек между запускающим лазерным импульсом и сигналом емкостного делителя, с одной стороны, и опорным импульсом второй гармоники лазера — с другой была минимальной. Расчетная нескомпенсированная разность задержек составляла 0.6 нс и учитывалась программно при обработке результатов измерений.

В качестве параметра измерений было взято время с начала заряда $\mathcal{Д}\Phi\mathcal{I}$ до момента подачи управляющего лазерного импульса t_d . Время задавалось с помощью генераторов задержек. На рис.



Рис. 6. Осциллограмма серии из 30-ти импульсов в режиме управления лазерным излучением для нормированного напряжения $\sigma = 0.34$ (**a**), 0.11 (**б**), 0.05 (**в**).

4 представлены эпюры напряжений, иллюстрирующие работу схемы синхронизации комплекса аппаратуры. Импульс управления лазера запускал лампу накачки. После этого блоком управления лазера формировался синхроимпульс, который использовался для формирования задержек.

Генератор *А* формировал задержку 130 мкс, необходимую для работы лампы накачки, и запускал схему заряда $\mathcal{Д} \Phi \mathcal{I}$. Генератор *Б* формировал с задержкой t_d импульс на оптический затвор лазера для генерации импульса в режиме модуляции добротности. Изменением t_d варьировался момент прихода лазерного импульса, тем самым изменялось напряжение заряда $\mathcal{Д} \Phi \mathcal{I}$ в момент срабатывания разрядника (рис. 5). На рис. 6 показано, как меняется задержка срабатывания разрядника t_b



Рис. 7. Задержка включения разрядника в зависимости от нормированного напряжения σ.

(см. вставку к рис. 5) в зависимости от нормированного напряжения $\sigma = (U_s - U_b)/U_s$, где U_b – напряжение заряда $\mathcal{Д} \Phi \mathcal{I}$ при срабатывании разрядника; U_s – напряжение самопробоя.

На рис. 7 приведены результаты измерения t_b в зависимости от нормированного напряжения σ . Был рассчитан джиттер Δt включения разрядника как доверительная граница случайной погрешности измеренного значения t_b [15]. На рис. 8 показаны результаты расчетов джиттера для доверительной вероятности $\alpha = 0.95$ по 30-ти импульсам. Джиттер уменьшается со снижением σ , достигая минимального значения 0.3 нс в интервале $\sigma = 0.1-0.2$.

Согласно рис. 6б, величина джиттера сравнима с нестабильностью импульса лазерного излучения. Нестабильность управляющего лазерного импульса является определяющей, но не единственной причиной нестабильности срабатывания. Свой вклад в джиттер могут давать различные нестабильности лазерной плазмы [16, 17], а на фронте лазерной плазмы возможно возникновение осцилляций [18].

Дальнейшее уменьшение σ (см. рис. 8) приводит к появлению дополнительного фактора, влияющего на Δt , — более высокой вероятности самопробоя. В частности, это иллюстрирует рис. 6в, на котором видно, как разрядник два раза срабатывает в самом начале управляющего импульса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, полученная нестабильность разрядника ускорителя "Радан" с оптическим

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021



Рис. 8. Джиттер включения разрядника.

управлением по своей величине соответствует джиттеру трехэлектродного управляемого разрядника. Найден режим работы и интервал нормированного напряжения заряда $\mathcal{Д}\Phi \mathcal{I}$, при которых нестабильность определяется преимущественно запускающим импульсом лазерного излучения. Это позволяет надеяться, что при использовании более стабильного источника лазерного излучения будет получен еще более низкий джиттер.

Описанный выше экспериментальный комплекс позволит провести исследования характеристик управления сильноточным ускорителем при изменении давления и межэлектродного расстояния в разряднике с целью получения информации о предельном джиттере срабатывания.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю благодарность д.ф.м.н. Н.Б. Волкову за инициирование данного исследования и полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Meyerand R.G., Haught A.F. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 11. P. 401.
 - https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.11.401
- Pendleton W.K., Guenther A.H. // Review of Scientific Instruments. 1965. V. 36. P. 1546. https://doi.org/10.1063/1.1719388
- Alcock A.J., Richardson M.C., Leopold K. // Review of Scientific Instruments. 1970. V. 41. P. 1028. https://doi.org/10.1063/1.1684689
- Хайлов И.П. // ПТЭ. 2015. № 4. С. 53. https://doi.org/10.7868/S0032816215040060
- 5. Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яландин М.И. // ПТЭ. 1998. № 2. С. 146.

- Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I. // Digest of Technical Papers. Tenth IEEE International Pulsed Power Conference. 1995. P. 544. https://doi.org/10.1109/ppc.1995.596684
- Yalandin M., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Mesyats G.A. // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2010. V. 17. № 1. P. 34. https://doi.org/10.1109/tdei.2010.5411999
- Barakhvostov S.V., Volkov N.B., Lipchak A.I., Tarakanov V.P., Tkachenko S.I., Turmyshev I.S., Yalovets A.P. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2018. V. 1115. 022007. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1115/2/022007
- 9. *Liao M., Duan X., Chen Zh., Zou J., Dong E., Wang Y., Huang Zh., Zhang H.* // Patent US № 10 594 113 B2. 17.03.2020.
- 10. Parkevich E.V., Medvedev M.A., Selyukov A.S., Khirianova A.I., Mingaleev A.R., Oginov A.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. № 5. P. 05LT03. https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab8173
- Mesyats G.A., Korovin S.D., Rostov V.V., Shpak V.G., Yalandin M.I. // Proc. of the IEEE. 2004. V. 92. № 7. P. 1166. https://doi.org/10.1109/jproc.2004.829005

- Guenther A.H., Bettis J.R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1978. V. 11. P. 1577.
- TDS3000C Series Digital Phosphor Oscilloscopes. User Manual. Appendix A: Specifications. P. 123. https://download.tek.com/manual/071230803web.pdf
- Месяц Г.А., Насибов А.С., Кремнев В.В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. М.: Энергия, 1970.
- ГОСТ Р 8.736-2011. Государственная система обеспечения единства измерений. Измерения прямые многократные. Методы обработки результатов измерений. Основные положения. Утвержден и введен в действие приказом Росстандарта от 13.12.2011 № 1045-ст. М.: Стандартинформ, 2013.
- Gizzi L.A., Batani D., Biancalana V., Borghesi M., Chessa P., Deha I., Giulietti A., Giulietti D., Schifano E., Willi O. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. 1992. V. 10. P. 171. https://doi.org/10.1007/978-1-4615-3324-5 17
- 17. Месяц Г.А., Осипов В.В., Волков Н.Б., Платонов В.В., Иванов М.Г. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 18. С. 54.
- 18. Липчак А.И., Соломонов В.И., Осипов В.В., Тельнов В.А. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 4. С. 367.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 533.9.07

ТИРИСТОРНЫЙ ГЕНЕРАТОР МИКРОСЕКУНДНЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ

© 2021 г. С. В. Коротков^{а,*}, А. Л. Жмодиков^а, Д. А. Коротков^а

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 *e-mail: korotkov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 24.12.2020 г. После доработки 05.01.2021 г. Принята к публикации 08.01.2021 г.

Рассмотрен генератор импульсов напряжения прямоугольной формы с амплитудой ~30 кВ, фронтом ~1.5 мкс и длительностью до 10 мкс, содержащий повышающий импульсный трансформатор, а также тиристорные коммутаторы с низким и высоким рабочим напряжением, формирующие, соответственно, фронт и спад выходного импульса. Показана возможность генерирования с частотой 1 кГц объемных разрядов в реакторе барьерного типа, предназначенном для проведения биологических исследований.

DOI: 10.31857/S0032816221030290

В современных импульсных технологиях, основанных на использовании низкотемпературной плазмы, необходимо формировать стабилизированные по току объемные разряды с микросекундной длительностью. Для их генерации необходимы высоковольтные прямоугольные импульсы высокого напряжения. Достаточно высокая надежность плазменных реакторов достигается при использовании межэлектродных диэлектрических барьеров, емкость которых стабилизирует процесс развития разряда.

Так как емкость барьерного реактора ограничивает выходной ток генератора после ее зарядки, то высокая эффективность работы генератора может быть получена при использовании двух коммутаторов: первый обеспечивает зарядку барьерной емкости реактора (фронт импульса), а второй разряд этой емкости (спад импульса). В [1, 2] такой режим обеспечивали генераторы на основе высоковольтного емкостного накопителя с частичным разрядом и двух коммутаторов в виде блоков последовательно соединенных транзисторов, которые выключались при малом токе. Основной проблемой при их использовании является возможность пробоя барьерного реактора. В этом случае через первый блок транзисторов будет протекать очень большой ток разряда высоковольтного накопителя.

По нашему мнению, для питания устройств с небольшой мощностью, предназначенных для проведения исследовательских работ, достаточный интерес могут представлять тиристорные генераторы высоковольтных прямоугольных импульсов, в которых не производится обрыв тока нагрузки. Основным достоинством таких генераторов является высокая надежность и простота.

В данной статье описан тиристорный генератор, способный на частоте 1 кГц формировать прямоугольные импульсы напряжения с амплитудой ~30 кВ, фронтом ~1.5 мкс и длительностью до 10 мкс, инициирующие разряды в реакторе барьерного типа, предназначенном для проведения биологических исследований.

Генератор выполнен на основе малогабаритных тиристоров 40TPS12 с размером 20 × 15 × 5 мм. Он содержит низковольтный емкостный накопитель энергии, который с помощью тиристора быстро разряжается через первичную обмотку трансформатора с большим коэффициентом трансформации. Ток вторичной обмотки обеспечивает быструю зарядку емкости барьерного реактора через блок отсекающих диодов. После окончания процесса зарядки блок диодов препятствует разряду барьерной емкости. В результате напряжение на реакторе не изменяется до момента включения шунтирующего блока последовательно соединенных тиристоров.

В процессе разработки генератора были исследованы электрические характеристики тиристоров 40TPS12 в режиме коммутации мощных импульсов тока с фронтом несколько сотен наносе-



Рис. 1. Зависимости времени задержки включения тиристоров T_3 (1 – максимального, 2 – минимального) от тока управления I_y .

кунд, которые не указаны в техническом паспорте этих приборов.

Рис. 1 иллюстрирует результаты экспериментов по определению зависимостей времени задержки включения 40TPS12 (T_3) от тока управления I_y , полученные при исследовании 50 тиристоров. В экспериментах тиристоры переключались короткими быстро нарастающими импульсами тока управления с фронтом ~400 нс и длительностью ~4 мкс. Графики кривых *1*, *2* соответствуют тиристорам с наибольшей и наименьшей задержкой включения. Величина T_3 определялась интервалом между моментом коммутации в тиристор тока управления I_y и моментом, когда силовой ток *I*, нарастающий со скоростью ~0.5 A/нс, достигал величины 10 А.

Графики свидетельствуют о том, что разброс задержек включения исследуемых тиристоров уменьшается при увеличении тока управления и при $I_y > 2$ А становится очень мал (<30 нс). Полученный результат определяет высокие перспективы для надежной работы последовательно соединенных 40TPS12 при достаточно мощном запускающем воздействии, устраняющем перенапряжения на отстающих тиристорах.

На рис. 2 приведены осциллограммы падения напряжения (U_1, U_2) на блоке из двух последовательно соединенных тиристоров, представленных графиками на рис. 1. Они получены при коммутации быстро нарастающих импульсов силового тока (I_1, I_2) при токе управления тиристоров с амплитудой 400 мА и 2 А.

Как видно из осциллограмм, тиристоры 40TPS12 позволяют за время менее 400 нс эффективно коммутировать ток *I* с амплитудой ~200 А. Увеличение тока управления приводит к уменьшению



Рис. 2. Осциллограммы падений напряжений и тока через тиристоры 40TPS12 при токе управления 400 мА (U_1, I_1) и 2 А (U_2, I_2) . Масштаб по вертикали: тока – 60 А/деление, напряжения – 500 В/деление; по горизонтали – 40 нс/деление.

коммутационных потерь энергии и к увеличению амплитуды тока *I*.

На рис. 3 приведены осциллограммы напряжения на отстающем тиристоре в исследуемом блоке при токе управления 400 мА (U_1) и 2 А (U_2). Они показывают малую величину всплеска напряжения при $I_y = 2$ А, что определяет целесообразность использования такого тока при переключении последовательно соединенных 40TPS12.



Рис. 3. Осциллограммы напряжения на отстающем тиристоре в блоке последовательно соединенных 40TPS4012 при токе управления 400 мА (U_1) и 2 А (U_2). Масштаб по вертикали 200 В/деление, по горизонтали – 100 нс/деление.



Рис. 4. Электрическая схема генератора. $T_1 - 40$ TPS12, $T_2 - IRGPS60B120$ KD, T - 40TPS12 (30 последовательно); $D_1 - HER508$, $D_2 - 60$ EPF12 (2 последовательно), $D_3 - HER308$ (50 последовательно), $D_4 - W005$ M, $D_5 - 1N4732$ A, $D_6 - HF-BR-1522$ Z; $T_p - \phi$ еррит N87 16 × 9.6 × 6.3 мм, $w_1 = 1$, $w_2 = 5$; $T_p 1 - \phi$ еррит N87 16 × 9.6 × 6.3 мм, $w_1 = w_2 = 5$; $T_p 2 - \phi$ еррит N87 102 × 65.8 × 30 мм, $w_1 = 4$, $w_2 = 140$; $L_1 - \phi$ еррит N87 20 × 10 × 7 мм, w = 20.

На рис. 4 приведена электрическая схема тиристорного генератора, предназначенного для питания барьерного реактора Z специальной конструкции, обеспечивающей обработку низкотемпературной плазмой клеток или живых организмов. Реактор имел дисковые электроды, к которым примыкали диэлектрические барьеры. При приложении высокого напряжения в промежутке между барьерами инициировался объемный разряд. Диэлектрическими барьерами являлась кварцевая пластина толщиной 0.5 мм (на высоком потенциале) и донце чашечки Петри, в которую помещались исследуемые объекты. Электроды имели диаметр до 20 мм. Межэлектродное расстояние составляло ~2 мм.

В схеме на рис. 4 фронт напряжения на реакторе Z формируется при включении тиристора T_1 , спад — при включении тиристоров T. Включение T_1 , T производится с помощью малогабаритных трансформаторов Tp1, Tp, обеспечивающих протекание токов управления с длительностью до 4 мкс.

При подключении сетевого напряжения ~220 В осуществляется зарядка конденсаторов C_1 и C_3 до напряжения 1 кВ и 150 В соответственно. По сигналу с блока управления *БУ* включается цепь управления *ЦУ*₁, которая формирует ток управления тиристора T_1 с амплитудой ~1 А. При включении T_1 происходит зарядка конденсатора C_4 за время ~1.5 мкс. Ток зарядки протекает через вторичную обмотку повышающего трансформатора

Tp2 и сборку последовательно соединенных диодов D_3 . Напряжение зарядки C_4 прикладывается к блоку тиристоров T. Так как время зарядки мало, то напряжение на тиристорах определяется величинами емкостей их полупроводниковых структур, которые примерно одинаковы благодаря высокой точности современной технологии изготовления. Поэтому в тиристорном блоке не используются традиционные статические делители напряжения.

После зарядки до максимального напряжения конденсатор C_4 пытается разрядиться. При этом через T_1 быстро нарастает обратный ток. Диод D_2 имеет очень малое время выключения и устраняет возможность приложения к T_1 обратного напряжения. Дроссель L_1 и цепи R_1-D_1 , R_2-C_2 устраняют перенапряжения на D_2 в момент его выключения. На рис. 5 приведены осциллограммы тока *I* через тиристор T_1 и напряжения U_D на диоде D_2 .

Одновременно с зарядкой C_4 заряжается емкость C_Z реактора Z ($C_Z \ll C_4$). После зарядки C_4 , C_Z до максимального напряжения (~30 кВ) сборка последовательно соединенных диодов D_3 блокирует это напряжение. В результате напряжение на реакторе практически не изменяется до момента включения тиристоров T.

После того, как напряжение на реакторе U_Z нарастает до величины >10 кВ, оптопередатчик D_6 передает в блок управления *БУ* разрешающий сигнал готовности. При наличии сигнала готов-



Рис. 5. Осциллограммы тока (*I*) через тиристор T_1 и напряжения (U_D) на диоде D_2 . Масштаб по вертикали: тока – 50 А/деление, напряжения – 200 В/деление; по горизонтали – 400 нс/деление.

ности БУ включает цепь управления UV_2 с заданной задержкой относительно момента зарядки C_Z до максимального напряжения. Эта задержка определяет длительность плоской части импульса напряжения U_Z .

Цепь ЦУ₂ осуществляет включение транзистора Т₂, который обеспечивает быстрый разряд конденсатора C₂. Ток разряда (~10 A) протекает через резистор R_7 и одновитковые первичные обмотки трансформаторов Тр. В результате во вторичные обмотки Тр коммутируются токи управления тиристоров T. Так как сопротивление резистора R_7 достаточно велико, то амплитуды этих токов (~2 А) определяются фактически только коэффициентом трансформации Тр. При включении тиристоров T по цепи $R_3 - L_3$ протекает ток разряда C_4 . В результате напряжение на барьерном реакторе спадает до нуля за время ~ 4 мкс. Высокая амплитуда и скорость нарастания токов управления обеспечивают малый разброс моментов включения тиристоров Т и высокую надежность их работы.

Если по каким-то причинам (пробой барьерного реактора, короткое замыкание в выходной цепи генератора) напряжение на реакторе не достигает высокого уровня, то D_6 не вырабатывает сигнал готовности. В результате блок управления $\mathcal{F}\mathcal{Y}$ не включает цепь $\mathcal{U}\mathcal{Y}_2$ и останавливает работу генератора.

Кольцевые сердечники трансформаторов Tp расположены соосно. Вторичные обмотки Tp намотаны тонким высоковольтным проводом и равномерно размещены по поверхности сердечников. Одновитковые первичные обмотки Tp выполнены в виде провода с силиконовой изоляцией, ко-



Рис. 6. Осциллограммы импульсов напряжения на реакторе Z с положительной (а) и отрицательной (б) полярностью. Масштаб по вертикали 5 кВ/деление, по горизонтали – 1 мкс/деление.

торый помещен в фторопластовую трубку, продетую через сердечники по их оси. Высокая изоляционная прочность такой конструкции исключает пробой межобмоточных промежутков в *Tp*.

В схеме на рис. 4 импульсы напряжения на реакторе имеют положительную полярность. В разработанном генераторе полярность импульсов выходного напряжения может изменяться путем изменения монтажа токопроводов цепи вторичной обмотки *Тр2*. Конструкция этой цепи обеспечивает изменение полярности при использовании одних и тех же токопроводов.

На рис. 6 приведены осциллограммы импульсов напряжения на барьерном реакторе Z с положительной (рис. 6а) и отрицательной (рис. 6б) полярностью. Они соответствуют реактору с диаметром электродов 10 мм. Представленные импульсы напряжения получены на частоте 1 кГц и имеют амплитуду ~30 кВ. Небольшие отличия в форме кривых обусловлены изменением емкости элементов цепи вторичной обмотки Tp2 на землю при изменении монтажа токопроводов.

Генератор был исследован при использовании реакторов с диаметром электродов от 5 до 20 мм. Так как емкость конденсатора C_4 значительно превышает емкость реакторов с такими размерами электродов, то в процессе экспериментов форма и амплитуда импульсов выходного напряжения практически не изменялась. Генератор

был успешно испытан в режиме, когда реактор Z был закорочен.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Малашин М.В., Мошкунов С.И., Хомич В.Ю., Шершунова Е.А. // ПТЭ. 2016. № 2. С. 71. https://doi.org/10.7868/S0032816216020099
- 2. Гамируллин М.Д., Курячий А.П., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Чернышев С.Л., Ямщиков В.А. // Прикладная физика. 2015. № 5. С. 95.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 533.9.07

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ГЕНЕРАТОР МОЩНЫХ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСОВ С МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ

© 2021 г. С. В. Коротков^{а,*}, Ю. В. Аристов^а, А. Л. Жмодиков^а, Д. А. Коротков^а

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 *e-mail: korotkov@mail.ioffe.ru Поступила в редакцию 25.12.2020 г. После доработки 07.01.2021 г. Принята к публикации 09.01.2021 г.

Рассмотрен транзисторный генератор микросекундных импульсов напряжения с амплитудой до 40 кВ, содержащий нестабилизированный источник питания, низковольтный емкостный накопитель энергии и повышающий импульсный трансформатор. Генератор позволяет эффективно рекуперировать энергию, отраженную от нагрузки при резком изменении ее электрического сопротивления, и обеспечивает высокостабильную (разброс менее 5%) величину напряжения зарядки емкостного накопителя (1 кВ), которая не меняется при изменении условий работы от короткого замыкания до холостого хода. Приведены результаты испытаний генератора при частоте следования импульсов выходного напряжения до 1 кГц, показана возможность ее существенного увеличения.

DOI: 10.31857/S0032816221030307

Эффективность электроразрядных технологий, основанных на использовании последовательности мощных и коротких импульсов высокого напряжения, во многом определяется эффективностью генератора импульсов. Основной трудностью при его разработке является возможность резкого изменения электрического сопротивления нагрузки в процессе импульсного воздействия, которое может быть как штатным (обусловленным физическими принципами технологического процесса), так и аварийным. В таких условиях генератор должен сохранять работоспособность, а при штатном резком изменении сопротивления нагрузки он должен обеспечивать требуемые выходные параметры в следующем цикле коммутаций. Выполнение последнего требования является трудной задачей при достаточно высокой частоте следования импульсов.

Современное состояние транзисторной электроники определяет возможность построения таких генераторов на основе низковольтного емкостного накопителя энергии, повышающего импульсного трансформатора с большим коэффициентом трансформации и транзисторного коммутатора, позволяющего пропускать через первичную обмотку трансформатора мощные и короткие импульсы тока разряда емкостного накопителя. Малая длительность и малая амплитуда импульсов напряжения на первичной обмотке трансформатора обеспечивают ему малые габариты, даже при использовании в первичной обмотке только одного витка. При этом существенно упрощается создание надежной изоляции между обмотками трансформатора.

При резком уменьшении сопротивления нагрузки (например, в момент пробоя электроразрядного реактора) в цепь первичной обмотки трансформатора возвращается значительная часть коммутируемой энергии. Эта энергия обычно поглощается в демпфирующих резисторах или возвращается в источник питания через специальные цепи рекуперации, как, например, показано в [1–4].

На рис. 1 приведена оригинальная схема генератора [5], в которой отраженная от нагрузки энергия рекуперируется в цепь зарядки емкостного накопителя. По этой схеме был изготовлен опытный генератор, позволяющий на частоте 1 кГц коммутировать микросекундные импульсы высокого напряжения с дозированной энергией (~1 Дж).

Генератор работает следующим образом. После зарядки конденсатора C_1 от сети ~220 В включается система управления *СУ*. Она осуществляет включение и выключение цепей управления силового транзистора T_1 ($\mathcal{U}Y_1$) и зарядного транзистора T_2 ($\mathcal{U}Y_2$). Сначала включается T_1 , а через



Рис. 1. Электрическая схема генератора. *ЦУ* – цепь управления, *СУ* – система управления, Φ – формирователь, *Z* – нагрузка; T_1 – IRGPS60B120KDP (4 параллельно), T_2 – IRGPS60B120KDP (2 параллельно); D_1 – KBPC3506, D_2 , D_3 – 80APF12, D_4 – 80APF12 (2 параллельно); T_P – аморфный пермаллой 9КСР, 180 × 60 × 40 мм, w_1 = 1, w_2 = 35.

~200 мкс T_2 . После включения T_2 в цепи $C_1 - T_2 - D_3 - L - D_4 - T_1$ начинает нарастать ток I_L . Он измеряется датчиком Холла в формирователе сигнала обратной связи Φ . Так как емкость конденсатора C_1 велика, то ток I_L нарастает практически линейно. В момент, когда он достигает штатного значения, Φ формирует сигнал обратной связи, поступающий в систему управления CY, которая при этом выключает T_2 , а через 5 мкс – T_1 . В результате накопленная в индуктивности L энергия коммутируется в конденсатор C_4 и обеспечивает его зарядку до штатного напряжения 1 кВ.

Рассмотренный принцип работы генератора обеспечивает высокую стабильность напряжения зарядки конденсатора C_4 , которое определяется только током через индуктивность L в момент выключения T_2 . В результате в конденсаторе C_4 накапливается энергия, которая не зависит от условий разряда C_4 и от пульсаций сетевого напряжения, но может изменяться при настройке формирователя Φ на срабатывание при другой величине I_I .

На рис. 2 приведены эпюры выходных импульсов цепей управления UV_1 (импульс *1*) и UV_2



Рис. 2. Выходные импульсы цепей $\mu Y_1(1)$ и $\mu Y_2(2)$.

(импульс 2). Спад импульса 2 формируется по сигналу обратной связи с формирователя Φ . Чтобы исключить возможность нарастания тока через индуктивность L до чрезмерно большой величины в аварийном режиме (обрыв в цепи преобразователя Φ или отключение сети питания), максимальная длительность импульса 2 ограничена на уровне 400 мкс. При возникновении такого аварийного режима транзистор T_1 не выключается, а выключается только T_2 . В результате ток I_L замыкается по цепи $D_4 - T_1 - D_2 - D_3$ и медленно затухает по мере рассеивания энергии, запасенной в индуктивности L. В этих условиях система управления *СУ* останавливает работу генератора.

Следующее включение T_1 происходит через 1 мс, что соответствует частоте 1 кГц. При этом в первичную обмотку w_1 повышающего трансформатора Tp коммутируется ток разряда конденсатора C_4 и через обмотку w_2 протекает короткий выходной ток I_Z , обеспечивающий формирование на нагрузке Z импульса высокого напряжения. В штатном режиме параметры выходной цепи генератора согласованы с сопротивлением нагрузки. При этом на нагрузке формируется униполярный импульс напряжения и конденсатор C_4 полностью разряжается.

Если при коммутации тока I_Z сопротивление Z резко уменьшается, то это приводит к существенной перезарядке конденсатора C_4 . Затем он перезаряжается повторно до напряжения исходной полярности по цепи $w_1 - D_2 - D_3 - L$. В процессе повторной перезарядки C_4 транзистор T_1 не выключается, поэтому в момент достижения исходной полярности напряжения на C_4 протекающий че-



Рис. 3. Осциллограммы тока через индуктивность L (I_L) и напряжения на конденсаторе C_4 (U_{C_4}) при Z = 750 Ом (**a**), 10 Ом (**б**) и 10 кОм (**в**). Масштаб по вертикали: тока – 10 А/деление, напряжения – 500 В/деление; по горизонтали – 100 мкс/деление.

рез индуктивность L ток коммутируется в цепь D_4-T_1 . Так как потери энергии в этой цепи малы, то ток через индуктивность L практически не изменяется до момента включения транзистора T_2 .

При включении T_2 диод D_2 выключается и конденсатор C_1 разряжается по цепи T_2-D_3-L-



Рис. 4. Осциллограммы тока I_{w_1} через первичную обмотку трансформатора T_p и напряжения на нагрузке U_Z при Z = 750 Ом (**a**), 10 Ом (**6**) и 10 кОм (**b**). Масштаб по вертикали: тока – 250 А/деление, напряжения – 10 кВ/деление; по горизонтали – 2 мкс/деление.

 $D_4 - T_1$ до момента поступления в *СУ* сигнала обратной связи с формирователя Φ . В момент поступления этого сигнала *СУ* выключает T_1 (а затем T_2), что обеспечивает зарядку C_4 до штатного напряжения, определяемого величиной тока, протекающего через индуктивность *L*.



Рис. 5. Схема формирователя сигналов обратной связи.

Если при коммутации выходного тока I_Z сопротивление нагрузки становится значительно выше штатного значения, то существенно увеличивается длительность выходного импульса. Так как трансформатор Tp не может ее обеспечить, то его сердечник насыщается. После насыщения сердечника индуктивность первичной обмотки Tp резко уменьшается, что приводит к быстрой перезарядке C_4 через обмотку w_1 . В дальнейшем генератор работает так же, как и в ранее описанном режиме с резким уменьшением сопротивления нагрузки. В результате обеспечивается зарядка C_4 до штатного напряжения рабочей полярности.

Осциллограммы на рис. 3 и 4 иллюстрируют работу генератора на частоте 500 Гц при использовании в качестве нагрузки Z резисторов с разной величиной сопротивления.

На рис. За, Зб, Зв приведены осциллограммы тока через индуктивность $L(I_L)$ и напряжения на конденсаторе $C_4(U_{C_4})$ при сопротивлении нагрузки 750 Ом, 10 Ом, 10 кОм соответственно.

Как видно из осциллограмм на рис. 3, напряжение зарядки конденсатора C_4 ($U_{C_4} = 1 \text{ kB}$) практически не изменяется при существенном изменении сопротивления Z. В результате строго дозируется энергия, передаваемая в цепь нагрузки Z при следующем акте коммутации.

На рис. 4а, 4б и 4в представлены осциллограммы тока I_{w_1} через первичную обмотку трансформатора *Тр* и напряжения на нагрузке U_Z при сопротивлении нагрузки соответственно 750 Ом, 10 Ом и 10 кОм.

Как видно из осциллограмм на рис. 4, в режиме, близком к короткому замыканию (Z = 10 Ом), напряжение на нагрузке очень мало, а амплитуда тока I_{w_1} близка к 1.5 кА. В режиме, близком к "холостому ходу" (Z = 10 кОм), ток I_{w_1} в первые моменты коммутации мал, а напряжение на нагрузке достигает 40 кВ. Такое высокое напряжение приводит к быстрому насыщению сердечника *Tp*. В результате ток I_{w_1} резко нарастает, а напряжение U_Z быстро снижается. Так как в рассмотренных режимах после коммутации тока в нагрузку напряжение на конденсаторе C_4 восстанавливается до штатного значения (см. рис. 3), то величина выходной энергии генератора не изменяется.

Рассмотренное достоинство генератора очень важно при его использовании в устройствах, физические принципы работы которых предполагают резкое изменение сопротивления нагрузки.

На рис. 5 приведена функциональная схема формирователя сигнала обратной связи Φ , который определяет момент выключения транзистора T_1 . По этому сигналу происходит высокостабильный обрыв тока через индуктивный накопитель L на заданном уровне. Нестабильность по току обрыва <5%.

Формирователь содержит преобразователь сетевого напряжения, датчик Холла LAH 50-Р и компаратор на операционных усилителях LF411, который сравнивает опорный сигнал с сигналом от датчика Холла и при их равенстве генерирует выходной сигнал в усилитель на микросхеме MIC4452. Связь с *СУ* осуществляется с помощью оптопередатчика HFBR-1522.

Генератор был использован в устройстве электроразрядной обработки воды для проведения биологических исследований. В экспериментах он обеспечивал формирование импульсов разрядного тока с амплитудой в несколько сотен ампер на частоте до 500 Гц.

Принцип действия рассмотренного генератора позволяет существенно повысить коммутируемую энергию, амплитуду импульсов выходного напряжения и частоту следования выходных импульсов. Коммутируемая энергия определяется энергией, накапливаемой в индуктивности *L*, и может быть увеличена при увеличении *L* или тока через *L*. Амплитуду выходного напряжения можно повысить при увеличении коэффициента трансформации *Tp*. Предельная частота генератора определяется возможностями транзисторов, которые допускают работу на частотах в десятки килогерц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Грехов И.В., Коротков С.В., Андреев А.Г., Козлов А.К., Рольник И.А., Яковчук Н.С. // ПТЭ. 1996. № 3. С. 115.
- 2. Грехов И.В., Коротков С.В., Андреев А.Г., Козлов А.К., Рольник И.А., Степанянц А.Л. // ПТЭ. 1997. № 5. С. 128.
- 3. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Козлов А.К., Коротков Д.А., Рольник И.А. // ПТЭ. 2011. № 2. С. 47.
- 4. Коротков С.В., Андрианова М.Ю., Козлов А.К., Коротков Д.А., Спичкин Г.Л. // ПТЭ. 2019. № 4. С. 109. https://doi.org/10.1134/S0032816219030212
- 5. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л. Патент на полезную модель 179088 РФ // Опубл. 26.04.2018. Бюл. 12.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 537.39

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ТИРИСТОРНЫЙ ГЕНЕРАТОР МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ ТОКА С СУБМИКРОСЕКУНДНЫМ ФРОНТОМ

© 2021 г. С. В. Коротков^{а,*}, А. Л. Жмодиков^а, Д. А. Коротков^а

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 *e-mail: korotkov@mail.ioffe.ru Поступила в редакцию 06.01.2021 г. После доработки 11.01.2021 г.

Принята к публикации 13.01.2021 г.

Рассмотрен мощный генератор на основе малогабаритных тиристоров ТБ133-250-24, содержащий 4 тиристорных модуля с рабочим напряжением 24 кВ. Определены параметры импульсов управления и защитных цепей, обеспечивающие малые коммутационные потери энергии в последовательно соединенных тиристорах и отсутствие опасных перенапряжений при их включении. Приведены результаты испытаний генератора: на частоте 10 Гц он способен коммутировать микросекундные импульсы тока с амплитудой 12 кА и фронтом 0.8 мкс. Показана возможность масштабирования полученных результатов.

DOI: 10.31857/S0032816221030319

Современные тиристоры могут эффективно коммутировать мощные импульсы тока микросекундной длительности даже при небольшом размере полупроводниковых структур. Так, импульсные тиристоры специальной конструкции [1, 2] с площадью структур ~1 см² способны за время ~1 мкс коммутировать ток с амплитудой несколько килоампер.

Ниже приведены результаты исследований коммутатора микросекундных импульсов тока с рабочим напряжением 24 кВ, выполненного на основе блока из 14 последовательно соединенных малогабаритных тиристоров ТБ133-250-24 с диаметром структур 30 мм, серийно выпускаемых в ЗАО "Протон-электротекс" (Россия, г. Орёл).

При разработке коммутатора были определены параметры импульсов управления, обеспечивающие малые потери энергии в тиристорах и малый разброс моментов их включения, необходимый для устранения опасных перенапряжений на отстающих тиристорах в блоке. При исследовании 50 тиристоров ТБ133-250-24 в режиме коммутации мощных микросекундных импульсов тока было установлено, что падение напряжения в первые моменты после их переключения и разброс моментов переключения монотонно уменьшаются при увеличении амплитуды и скорости нарастания тока управления I_v. В процессе экспериментов было показано, что при использовании тока управления с фронтом ~300 нс коммутационные потери энергии в тиристорах стабилизируются на минимальном уровне при длительности тока управления >2 мкс и амплитуде I_y > 3 A. Величина разброса моментов включения достигала минимального значения (~80 нс) при $I_v \sim 6$ A.

Электрическая схема стенда для исследования высоковольтного тиристорного коммутатора приведена на рис. 1. Для переключения тиристоров $T_1 - T_{14}$ использовалась описанная в [3] запускающая цепь, содержащая блок управления *БУ* и малогабаритные повышающие трансформаторы *Тр* с высокой электрической прочностью межобмоточной изоляции. Ее основными достоинствами являются достаточно высокое напряжение зарядки конденсатора C_{κ} ($U_{\kappa} = 800$ В) и малые коммутационные потери энергии в запускающем транзисторе T_{κ} .

Большая величина $U_{\rm k}$ позволяет при сравнительно большой индуктивности трансформаторных цепей обеспечить требуемую для эффективного переключения тиристоров высокую скорость нарастания тока управления и использовать в цепи разряда $C_{\rm k}$ резистор $R_{\rm k}$ с достаточно большим сопротивлением, определяющим пренебрежимо малое влияние входных цепей тиристоров T_1-T_{14} на процесс формирования импульсов тока $I_{\rm y}$. Благодаря использованию мощной цепи управления $\mathcal{U}Y$ с выходным током 5 А транзистор $T_{\rm k}$ обеспечивал коммутацию в одновитковые первичные обмотки трансформаторов Tp короткого (~5 мкс) тока с амплитудой ~30 А и фронтом ~300 нс. При этом через вторичные обмотки Tp протекали токи



Рис. 1. Схема стенда для исследования высоковольтного тиристорного коммутатора. *БУ* – блок управления, UY – цепь управления; $T_{\rm K}$ – IRGPS60B120KD, T_1 – T_{14} – TБ133-250-24; D – 60EPF12 (24 последовательно); V – 14N102K (2 последовательно); Tp – феррит Epcos N87 16 × 9.6 × 6.3 мм, w_1 = 1, w_2 = 5.

управления с амплитудой ~6 А. Варисторы V ограничивали величины всплесков напряжения на тиристорах, обусловленных неодновременным включением.

При включении блока тиристоров $T_1 - T_{14}$ силовой конденсатор *C* разряжался по цепи $L_{\rm H} - R_{\rm H}$. Блок диодов *D* исключал возможность его перезаряда. На рис. 2 приведены осциллограммы тока *I* (~4 кА), протекающего через тиристорный блок при напряжении зарядки силового конденсатора 24 кВ, и падения напряжения *U* на тиристоре T_{14} , который включался с задержкой ~50 нс после остальных тиристоров в блоке, подобранных так, что разброс моментов их включения не превышал



Рис. 2. Осциллограммы тока *I* через тиристорный коммутатор и напряжения *U* на отстающем тиристоре. Масштаб по вертикали: тока — 1.1 кА/деление, напряжения — 500 В/деление; по горизонтали — 400 нс/деление.

30 нс. Представленные осциллограммы свидетельствуют о неопасной для отстающего тиристора величине всплеска напряжения и о высоких коммутационных возможностях разработанного тиристорного коммутатора, которые определяют большие перспективы при его использовании.

На рис. 3 приведена схема мощного генератора, содержащего 4 силовых модуля с тиристорными коммутаторами T. Он предназначен для коммутации в индуктивную нагрузку $L_{\rm H}$ спаренных разнополярных импульсов высокого напряжения.

Выходные импульсы высокого напряжения формируются при разряде силовых конденсаторов С. Для зарядки С используется зарядное устройство ЗУ, выполненное по схеме [4]. В исходном состоянии конденсатор C_0 заряжен до напряжения ~300 В от сети 220 В, 50 Гц, конденсатор C_3 ($C_3 \ll C_0$) заряжен до напряжения 1 кВ током I_{L_0} , протекающим через индуктивность L₀. При включении транзистора T_1 в первичную обмотку w_1 повышающего трансформатора Тр быстро коммутируется ток разряда конденсатора C_3 . В результате через вторичную обмотку w₂ и диодный блок D₄ протекает ток I_{w_2} , обеспечивающий зарядку силовых конденсаторов. Так как их суммарная емкость, приведенная к первичной обмотке Тр, много больше емкости конденсатора C_3 , то ток I_{w_2} заряжает конденсаторы С до небольшого напряжения. Требуемое высокое напряжение зарядки силовых конденсаторов обеспечивается пачкой импульсов тока I_{w_2} , следующих с частотой 1.5 кГц.

При формировании первых импульсов в пачке 3Y работает в режиме, близком к короткому замыканию. В этом режиме происходит существенная перезарядка C_3 . Затем конденсатор C_3 перезаряжается повторно до напряжения исходной поляр-



Рис. 3. Электрическая схема генератора. CY – система управления, 3Y – зарядное устройство, Φ – формирователь, ΠP – пояс Роговского, OC1–OC5 – оптические сигналы; T_1 , T_2 – IRGPS60B120KD (4 параллельно – T_1 , 2 параллельно – T_2); D_1 – D_3 – 80APF12 (D_3 – 2 параллельно), D_4 – HER508 (50 последовательно), D_5 – 1N4732A, D_6 – HFBR-1522Z, D – HER508 (28 последовательно), D_C – 60EPF12 (24 последовательно), T – коммутатор на основе TБ133-250-24 (14 последовательно); T_P – аморфный пермаллой 9КСР, 180 × 60 × 40 мм, w_1 = 1, w_2 = 32; ΠP – феррит М2000HM 40 × 25 × 11 мм, w_1 = 1, w_2 = 55.

ности. Так как диод D_3 препятствует протеканию обратного тока через транзистор T_1 , то ток повторного перезаряда протекает по цепи $D_1-D_2-L_0$. В процессе повторного перезаряда транзистор T_1 не выключается, поэтому в момент, когда на конденсаторе C_3 восстанавливается исходная полярность напряжения, ток I_{L_0} коммутируется в цепь D_3-T_1 . Так как потери энергии в этой цепи малы, то величина тока I_{L_0} практически не изменяется до момента включения транзистора T_2 , которое происходит с небольшой задержкой.

При включении T_2 напряжение зарядки конденсатора C_0 прикладывается к диоду D_1 . В результате D_1 выключается, и конденсатор C_0 начинает разряжаться по цепи $T_2-D_2-L_0-D_3-T_1$. Ток I_{L_0} нарастает практически линейно. В момент, когда I_{L_0} достигает заданного значения, с формирователя импульсов обратной связи Φ в систему управления *СУ* поступает оптический сигнал готовности.

По этому сигналу CY выключает транзисторы T_1, T_2 . При этом ток I_{L_0} коммутируется в цепь C_3-w_1 .

ейно. В момент, ачения, с формивязи Φ в систему еский сигнал гов режиме после окончания импульса тока I_{w_2} на конденсаторе C_3 остается значительное напряжение, которое прикладывается к обмотке w_1 . В результате серлечник *Tn* насышается, C_2 быстро

пряжение, которое прикладывается к обмотке w_1 . В результате сердечник *Tp* насыщается, C_3 быстро перезаряжается через w_1 , и режим работы *ЗУ* становится близок к ранее описанному режиму работы при формировании первых импульсов в

В результате происходит перемагничивание сер-

дечника Tp и зарядка конденсатора C_3 до напряжения, определяемого величиной энергии, запа-

сенной в индуктивности L_0 . Формирователь Φ ,

выполненный на основе датчика Холла LAH 50-Р

и высокостабильного компаратора на операцион-

ных усилителях LF411, с большой точностью от-

слеживает момент достижения током I_{L_0} заданно-

го значения. В результате достигается высокая ста-

бильность напряжения зарядки C_3 (разброс < 5%).

чина напряжения на обмотке w₂, определяемая

коэффициентом трансформации Тр, близка к на-

пряжению на конденсаторах С. При этом ЗУ ра-

В конце процесса зарядки конденсаторов C амплитуда импульсов тока I_{w_2} мала, так как вели-



Рис. 4. График зависимости напряжения зарядки силовых конденсаторов U_C от количества импульсов зарядного тока $N_{\rm ИМП}$.

пачке. Таким образом, в процессе зарядки конденсаторов C до заданного напряжения обеспечивается стабильная работа 3Y и практически одинаковое напряжение зарядки конденсатора C_3 .

Величина напряжения зарядки силовых конденсаторов U_C определяется количеством импульсов зарядного тока $N_{\rm имп}$. График зависимости U_C от $N_{\rm имп}$ представлен на рис. 4, определенной при работе 3Y на частоте 1.5 кГц.

После формирования последнего импульса зарядного тока система *СУ* (рис. 3) вырабатывает оптический сигнал на включение блока управления *БУ*. Блок *БУ* осуществляет одновременное включение тиристорных коммутаторов *Т*. В результате в нагрузку $L_{\rm H}$ коммутируется быстро нарастающий выходной ток генератора $I_{\rm H}$. Индуктивности *L* устраняют возможность перераспределения выходного тока в коммутаторы *T* с наименьшим электрическим сопротивлением. При коммутации тока $I_{\rm H}$ конденсаторы *C* перезаряжаются и к нагрузке $L_{\rm H}$ прикладывается напряжение обратной полярности. Не поглощенная в нагрузке энергия рассеивается в резисторах R_{C} .

В процессе зарядки силовых конденсаторов *C* ток вторичной обмотки *Tp* измеряется датчиком тока на основе пояса Роговского *ПP* и стабилитрона D_5 , который включается при большой амплитуде тока I_{w_2} , соответствующей режиму работы *ЗУ* при малом напряжении зарядки силовых конденсаторов. При включении D_5 в систему управления *CУ* поступает сигнал обратной связи с оптопередатчика D_6 . В момент формирования последнего импульса зарядного тока *СУ* проверяет наличие этого сигнала. Если он поступает в *CУ*, то это свидетельствует об аварии (пробой *T* или *C*). В этом случае *СУ* останавливает работу генератора.



Рис. 5. Осциллограммы выходного тока генератора $I_{\rm H}$ при напряжении зарядки силовых конденсаторов 24 кВ и напряжения на нагрузке $U_{\rm H}$. Масштаб по вертикали: тока – 2.2 кА/деление, напряжения – 5 кВ/деление; по горизонтали – 400 нс/деление.

На рис. 5 приведены осциллограммы тока $I_{\rm H}$ через нагрузку $L_{\rm H} = 0.8$ мкГн и напряжения на нагрузке $U_{\rm H}$, полученные при напряжении зарядки силовых конденсаторов 24 кВ.

Рис. 6. Внешний вид блока тиристоров.

Как видно из осциллограмм, рассмотренный модульный генератор позволяет за время ~800 нс коммутировать ток с амплитудой ~12 кА. В этом режиме генератор был испытан на частоте 10 Гц, которая ограничивалась мощностью зарядного устройства 3Y.

Используемые в силовых модулях тиристоры ТБ133-250-24 имели таблеточную конструкцию. Они были зажаты в блоки (рис. 6) и охлаждались малогабаритными вентиляторами ES9225YK24. Высокая скорость нарастания выходного тока достигалась благодаря малой монтажной индуктивности модулей, которые подключались к нагрузке $L_{\rm H}$ широкими бифилярными шинами.

При исследовании генератора было установлено примерное равенство токов, протекающих через коммутаторы *T*, что определяет возможность повысить выходной ток путем использования большего количества тиристорных модулей. Радикальное увеличение коммутируемой мощности и энергии может быть получено при использовании тиристоров аналогичной конструкции, но с большей рабочей площадью.

59

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Грехов И.В., Жмодиков А.Л., Коротков С.В., Прижимнов С.Г., Фоменко Ю.Л. // ПТЭ. 2016. № 3. С. 32. https://doi.org/10.7868/S0032816216020208
- SMCTAA65N14A10 Datasheet | Solidtron Datasheets pdf.com.
- 3. Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2021. № 3. С. 45.
- 4. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2021. № 3. С. 50.

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 533.9.072

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ПЛАЗМЕННОЙ ОЧИСТКИ ВХОДНОГО ЗЕРКАЛА ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ИТЭР "АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ" НА ОСНОВЕ РАЗРЯДА С СЕТОЧНЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

© 2021 г. А. В. Рогов^{*a,b,**}, Ю. В. Капустин^{*a,b*}

^а Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1 ^b Автономная некоммерческая организация "Управляемый термоядерный синтез — международные проекты" Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1 *e-mail: alex-rogov@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.01.2021 г. После доработки 18.01.2021 г. Принята к публикации 20.01.2021 г.

Представлены результаты исследования зависимости эффективности распыления макета Мо-зеркала от мощности газового разряда и давления рабочего газа (Ar) для трех вариантов заземления элементов разрядной ячейки системы плазменной очистки. Для очистки входного зеркала диагностики ИТЭР "Активная спектроскопия" планируется использовать газовый разряд на постоянном или среднечастотном импульсном токе. Разные схемы заземления электродов дают разную степень торможения ионов, покидающих разрядную ячейку и способных вызвать распыление стенок диагностического порта. Особенностью работы систем очистки внутривакуумных зеркал установки ИТЭР является близкое к разрядной ячейке расположение стенок диагностического порта и отсутствие протока рабочего газа через область чистящего разряда. Эти условия моделировались посредством размещения полноразмерного функционального макета разрядной ячейки внутри негерметичного газодинамического обтекателя, изготовленного, как и стенки диагностического порта ИТЭР, из нержавеющей стали. Показано, что наибольшая эффективность очистки достигается, когда катодные элементы разрядной ячейки (включая входное зеркало) электрически изолированы от стенок диагностического порта. Полученные результаты могут быть использованы при разработке плазменных систем очистки для других оптических диагностик ИТЭР.

DOI: 10.31857/S0032816221030332

введение

Разрабатываемые в настоящее время системы плазменной очистки внутривакуумных диагностических зеркал установки ИТЭР основаны на использовании газового разряда двух типов: емкостного радиочастотного разряда (RF – radio frequency discharge, $F \ge 13.56$ МГц) [1, 2] и разряда с осциллирующими электронами на постоянном или среднечастотном ($F \le 100$ кГц) однополярном импульсном токе (DC/PDC – direct current or pulse direct current discharge) с локализацией плазмы внутри сеточного полого катода [3].

Оба типа разряда реализуются в диодных распылительных системах, где одним из электродов является очищаемое зеркало. Аналогичные распылительные системы нашли широкое технологическое применение в микроэлектронике для ионного травления диэлектриков [4], очистки подложек перед вакуумным напылением [5] и для формирования тонкопленочных покрытий [6].

RF-системы обеспечивают возможность распыления металлов в химически активных газовых смесях и толстых диэлектрических материалов. При этом обеспечивается отсутствие на обрабатываемой поверхности микродуговых привязок, способных повысить ее шероховатость. Применение высокочастотного тока требует обеспечения согласования линии электропитания с нелинейным волновым сопротивлением газового разряда, зависящим от его режима (мощности, состава и давления газа, состояния поверхности электродов). В промышленном технологическом оборудовании для этой цели применяются автоматически регулируемые согласующие устройства, как правило, в виде П-образного LC-фильтра, один из элементов которого является регулируемым [7].

Во всех разработках RF-систем плазменной очистки для ИТЭР одним из электродов разрядной ячейки является зеркало, а вторым – стенки диагностического порта. В случае использования изолированного от стенок диагностического порта зеркала за счет соотношения площадей электродов плазма газового разряда приобретает положительный плавающий потенциал автосмещения [8] относительно зеркала. При этом на очищаемую поверхность воздействуют ионы, осциллирующие в переменном высокочастотном электрическом поле с энергией ~ 10 эВ, и ионы с энергией ~ 100 эВ, ускоренные под действием потенциала автосмещения. С учетом зависимости коэффициента распыления от энергии распыляющих ионов [9] основное распыление обеспечивается именно за счет автосмещения, т.е. механизм распыления токопроводящих материалов в RF-разряде аналогичен распылению в разряде постоянного тока.

Для диэлектрических материалов при положительном полупериоде RF-волны электронной бомбардировкой с поверхности снимается положительный заряд, образующийся на отрицательном полупериоде при облучении поверхности ионами. Благодаря этому в распылительных RF-устройствах обеспечивается эффективное распыление диэлектриков. При разной площади электродов величина потенциала автосмещения и соответственно средняя энергия распыляющих ионов, воздействующих на зеркало и стенки диагностического порта, значительно различаются. Этим обеспечивается преимущественное распыление электрода с малой площадью (зеркала).

В большинстве разрабатываемых для ИТЭР систем оптической диагностики требуется водяное охлаждение входного зеркала из-за высоких тепловых нагрузок, вызванных как радиационным потоком на отражающую поверхность, так и объемным энерговыделением за счет рассеяния термоядерных нейтронов. При условии электрической изоляции от стенок диагностического порта конструкция водоохлаждаемого зеркала значительно усложняется. В таких системах планируется использовать изоляцию зеркала с высоковольтной электрической развязкой в линии водяного охлаждения или применять изолирующий теплопроводный интерфейс между отражающим элементом зеркала и его водоохлаждаемым корпусом.

Другим подходом к решению этой проблемы является заземление зеркала через $\lambda/4$ высокочастотный изолятор [10]. При таком конструктивном решении постоянный потенциал автосмещения исчезает, и на поверхность зеркала будет воздействовать только низкоэнергетическая компонента распыляющих ионов высокочастотного разряда. В этих условиях происходит симметризация газового разряда, а энергия ионов оказывается близкой к пороговому значению энергии распыления (при распылении ионами Ar для Be — материала первой стенки — $E_{\text{th-Be}} \approx 50$ эB; для нержавеющей стали — материала диагностического порта — $E_{\text{th-SS}} \approx 30$ эB; для Rh и Mo — кандидатов для изготовления входного зеркала — $E_{\text{th-Rh}} \approx 30$ эB, $E_{\text{th-Mo}} \approx 40$ эB; для W — материала дивертора — $E_{\text{th-W}} \approx 50$ эB [9]). За счет этого обеспечивается крайне низкая скорость удаления загрязнений, а в условиях, когда коэффициент распыления материала зеркала меньше, чем материала стенок диагностического порта, может происходить не очистка, а загрязнение отражающей поверхности.

Также следует учитывать, что даже при полном согласовании линии электропитания с нагрузкой и одинаковой мощности, введенной в газовый разряд, скорость распыления в RF-разряде примерно в 2 раза меньше, чем при распылении в DC-устройстве [11].

Применение газового разряда с осциллирующими электронами за счет использования электростатической ловушки в виде полого катода дополнительно увеличивает эффективность DCразряда при распылении токопроводящих загрязнений в системе очистки входного зеркала. Поскольку первая стенка установки ИТЭР будет изготовлена из Ве, ожидается, что именно этот материал станет основным компонентом загрязнения. При распылении тонких диэлектрических загрязнений, которые могут образоваться при возникновении аварий, связанных с разгерметизацией вакуумной камеры реактора, будет использоваться режим PDC [12]. При распаде плазмы чистящего разряда в промежутках между отрицательными импульсами происходит нейтрализация положительного заряда на поверхности диэлектрика. Диапазон рабочих давлений и параметры плазмы для DC- и PDC-режимов аналогичны.

DC/PDC-СИСТЕМА ОЧИСТКИ ВХОДНОГО ЗЕРКАЛА ДИАГНОСТИКИ "АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ"

В DC/PDC-системе очистки, разрабатываемой для системы оптической диагностики "Активная спектроскопия" [13], входное зеркало является одним из компонентов полого катода, его дополнительные элементы выполнены в виде сеточных электродов с прозрачностью ~60%. Это обеспечивает выход продуктов эрозии из зоны распыления и их осаждение на стенках диагностического порта. Поворотная защитная шторка в закрытом состоянии также является одной из стенок полого катода, чем обеспечивается его замкнутая конфигурация при проведении очистки с использованием расположенного внутри анодного электрода. Все распыляемые элементы полого катода изготовлены из конструкционного



Рис. 1. Схема размещения узла входного зеркала диагностики "Активная спектроскопия" в диагностическом порту ИТЭР. 1 – первая стенка; 2 – стенка диагностического порта; 3 – входное зеркало; 4 – сеточный полый катод коробчатой формы; 5 – калибровочный уголковый отражатель; 6 – ось вращения шторки; 7 – защитная поворотная шторка с сеточным окном для прохода оптического излучения при калибровке (складывается внутрь полого катода при открывании); 8 – второе зеркало.

материала входного зеркала, что препятствует изменению элементного состава отражающей поверхности входного зеркала за счет частичного переосаждения продуктов эрозии внутри полого катода. В этих условиях значительное влияние на эффективность очистки может оказывать распыление стенок диагностического порта вместе с осажденным на них в процессе очистки входного зеркала загрязнением. При этом часть продуктов эрозии может возвращаться на отражающую поверхность зеркала, снижая эффективность очистки.

Целью исследований, результаты которых представлены в данной работе, была экспериментальная проверка возможности повышения эффективности функционирования DC/PDC-системы очистки входного зеркала диагностики "Активная спектроскопия" путем уменьшения распыления стенок диагностического порта посредством торможения ионов, вышедших через сеточный катодный электрод за пределы разрядной ячейки. Эксперименты проводились на полноразмерном функциональном макете системы очистки при трех вариантах заземления электродов разрядной ячейки, обеспечивших разную степень торможения ионов.

Использовался режим без протока газа через разрядную ячейку. Этим моделировались условия миграции материала внутри диагностического порта установки ИТЭР. Схема размещения входного зеркала, компонентов системы очистки в диагностическом порту ИТЭР, а также оптическая схема диагностики "Активная спектроскопия" представлены на рис. 1 (ход лучей показан в режиме измерения – с открытой шторкой).

Конструкционный материал входного зеркала *3* и отражателя *5*, расположенного на защитной шторке 7, — монокристаллический молибден [14]. Предусмотрена их одновременная очистка. Это предотвращает загрязнение уголкового отражателя (используется при калибровке диагностической системы) продуктами эрозии во время очистки отражающей поверхности входного зеркала. В связи с близким расположением первого зеркала к термоядерной плазме и вызванными этим большими тепловыми нагрузками входное зеркало снабжено водяным охлаждением.

ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились в цилиндрической вакуумной камере диаметром 340 мм и высотой 200 мм с безмасляной системой вакуумной откачки. В качестве разрядной ячейки использовался изготовленный из молибдена полноразмерный функциональный макет узла входного зеркала диагностики "Активная спектроскопия" (изготовитель ЗАО "Спектроскопия, оптика и лазеры – авангардные разработки", г. Минск, Республика Беларусь). Сеточные катодные электроды изготовлены из молибдена толщиной 1 мм методом водоабразивной резки. Форма отверстий – шестигранник с характерным размером 5 мм. Ширина перемычек – 1.5 мм. В качестве полноразмерного макета входного зеркала использовалась квадратная Мо-пластина с размерами 100 × 100 × × 0.5 мм. Размеры коробчатого полого катода $240 \times 150 \times 120$ мм. Одна из стенок была изготовлена из листового молибдена и моделировала защитную шторку диагностики. В качестве анода использовался диск диаметром 20 мм и толщиной 0.5 мм.

Измерение однородности распыления по поверхности образцов проводилось методом рентгенофлуоресцентного анализа [15] на спектрометре Clever-B23 со встроенным механизмом перемещения образцов. Использовалась следующая методика измерений: на макет входного Мо-зеркала при помощи планарного магнетрона осаждалось Си-покрытие толщиной ≈ 1 мкм и измерялось распределение его толщины по поверхно-



Рис. 2. Схема экспериментального оборудования. I – стенки вакуумной камеры, 2 – вакуумный газодинамический обтекатель, 3 – сеточный катодный электрод разрядной ячейки, 4 – макет поворотной защитной шторки, 5 – макет уголкового рефлектора, 6 – макет входного зеркала, 7 – анод, 8 – изолятор, 9 – источник питания, 10 – линия газонапуска, 11 – вакуумная откачка; I_1 – ток анода, I_2 – ток через линию заземления анода, I_3 – ток через линию заземления полого катода, U_1 – разрядное напряжение, U_2 – плавающий потенциал автосмещения.

сти образца. Далее выбиралось время распыления образца в DC/PDC-системе очистки, при котором максимальная толщина распыленного слоя была меньше исходной толщины покрытия, и проводилось повторное измерение толщины покрытия. Разница между этими двумя измеренными распределениями соответствовала профилю толщины удаленного в ходе распыления слоя и характеризовала равномерность очистки поверхности зеркала.

Исследование эффективности очистки и интенсивности распыления стенок проводилось для трех вариантов заземления разрядной ячейки, которое осуществлялось за счет изменения подключения электродов. Принципиальная электрическая схема подключения элементов разрядной ячейки и схема ее размещения в вакуумной камере представлены на рис. 2. Исследовались следующие варианты коммутации электродов.

– Заземленный катод: S₁ замкнут, S₂ разомкнут. В этом режиме при пролете до стенки диагностического порта торможения ионов не происходит. С учетом требования водяного охлаждения входного зеркала диагностики "Активная спектроскопия" возможно непосредственное заземление входного зеркала, что позволяет упростить его конструкцию и повысить надежность. Измерение тока через линию заземления катода позволяет контролировать ионный ток на стенку и ее распыление.

– Изолированная разрядная ячейка: S_1 и S_2 разомкнуты. Торможение ионов происходит за счет формирования положительного плавающего потенциала (автосмещения) на заземленных стенках обтекателя относительно сеточного катодного электрода. Входное зеркало и катодные элементы разрядной ячейки должны быть электрически изолированы от стенок диагностического порта. Реализация такого подхода требует усложнения конструкции водоохлаждаемого зеркала. В этом режиме проводилось измерение зависимости потенциала автосмещения (U_2) от напряжения разряда (U_1), которая характеризует степень торможения распыляющих стенки диагностического порта ионов.

— Заземленный анод: S_1 разомкнут, S_2 замкнут. Происходит полное торможение ионов в промежутке "сеточный катод—стенка диагностического порта". При этом имеется два разрядных промежутка: "анод—полый катод" и "полый катод стенка диагностического порта". В ходе экспериментов измерялся ток в цепи заземления (I_2), обусловленный наличием разреженной плазмы в промежутке "сеточный катод—стенка". Величина этого тока характеризует интенсивность паразитного распыления внешней стороны стенки полого катода при наличии плазмы в промежутке "по-



Рис. 3. Оборудование для моделирования вакуумных условий и размещения системы очистки в диагностическом порту ИТЭР: **a** – без защитной шторки и крышки газодинамического обтекателя; **б** – со шторкой, но без крышки газодинамического обтекателя; **b** – в собранном виде. 1 – макет первого Мо-зеркала; 2 – сеточный полый Мо-катод; 3 – Моанод; 4 – макет защитной шторки; 5 – газодинамический обтекатель.



Рис. 4. Вольт-амперные характеристики разряда с заземленным катодом (**a**) и зависимости тока I_3 (тока распыляющих стенку ионов) через линию заземления полого катода от мощности разряда (**б**) в диапазоне давлений Ar от 0.6 до 5.3 Па.

лый катод—стенка" или при зажигании внешнего паразитного разряда.

Вакуумные условия без протока газа через разрядную ячейку при наличии переосаждения продуктов эрозии внутри диагностического порта ИТЭР моделировались с использованием негерметичного коробчатого газодинамического обтекателя, внутри которого на изоляторах размещалась разрядная ячейка. Малые отверстия обеспечивали выравнивание давления в вакуумной камере и внутри обтекателя. Вынос продуктов эрозии в зону обдува снаружи обтекателя в этих условиях был пренебрежимо мал. Расстояние между стенками полого катода и стенками короба составляло 20 мм, что соответствовало ожидаемому расстоянию до стенок диагностического порта. Стабилизация рабочего давления в вакуумной камере обеспечивалась посредством регулировки газонапуска при работающей вакуумной откачке.

Скорость распыления, нм/мин



Рис. 5. Зависимости скоростей распыления макета Мо-зеркала $V_{\rm Mo}$ и нержавеющей стенки $V_{\rm SS}$ от мощности разряда с заземленным катодом при давлениях 0.6 и 1.3 Па.

Таким образом, применение газодинамического обтекателя позволяет моделировать вакуумные условия в диагностическом порту ИТЭР в режиме плазменной очистки с использованием стандартного вакуумного оборудования.

На рис. 3 представлены фотографии (на разных стадиях сборки) вакуумной камеры с разрядной ячейкой системы плазменной очистки диагностики "Активная спектроскопия".

Распыление стенок контролировалось с использованием пластины из нержавеющей стали размером 100 × 100 × 0.5 мм, установленной на внутренней стенке короба-обтекателя, также изготовленного из нержавеющей стали (конструкционный материал стенок диагностического порта ИТЭР), напротив центральной зоны сеточного электрода. Эффективность и скорость процесса очистки оценивалась по результатам взвешивания измерительных марок и макета входного зеркала до и после распыления. При этом использовались аналитические весы CAS CAUW 220D с точностью измерения 0.01 мг.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Разрядная ячейка с заземленным катодом

В разрядной ячейке с заземленным катодом было измерено давление зажигания и гашения разряда (при напряжении холостого хода источника питания 750 В, рабочий газ – Ar), которые соответственно составили $P_3 = 8.5 \, \Pi a \, u \, P_r = 0.2 \, \Pi a$.

Результаты измерения вольт-амперных характеристик разряда с заземленным катодом и зависимостей тока на стенку газодинамического обте-



Рис 6. Вольт-амперные характеристики разряда в изолированной разрядной ячейке (а) и зависимости потенциала автосмещения от мощности разряда (б) в диапазоне давлений Ar от 0.6 до 5.3 Па.

кателя от мощности разряда в диапазоне давлений от 0.6 до 5.3 Па представлены на рис. 4.

Согласно представленным данным, в диапазонах давлений от 0.6 до 1.0 Па и от 1.0 до 5.3 Па наблюдаются два существенно отличающихся режима газового разряда. При давлении 1 Па наблюдается переходный режим. В области пониженного давления происходит резкое уменьшение ионного тока на стенку. В связи с этим измерения скорости распыления макета зеркала и стенок газодинамического обтекателя проводились при двух давлениях: 0.6 Па и 1.3 Па, соответствующих этим двум режимам. Результаты измерений представлены на рис. 5.

Изолированная разрядная ячейка

В изолированной разрядной ячейке давление зажигания и гашения разряда составили соответственно $P_3 = 8 \, \Pi a$ и $P_r = 0.1 \, \Pi a$.



Рис. 7. Зависимости скоростей распыления макета Мо-зеркала V_{Mo} и нержавеющей стенки V_{SS} от мощности разряда в изолированной разрядной ячейке.

Результаты измерения вольт-амперных характеристик разряда и зависимости потенциала автосмещения от напряжения разряда в диапазоне давлений Ar от 0.6 до 5.3 Па представлены на рис. 6.

Измеренные зависимости скоростей распыления макета Мо-зеркала и нержавеющих стенок от мощности разряда при давлении аргона $P_{\rm Ar} = 5.3$ Па представлены на рис. 7.

По мере увеличения мощности разряда скорость распыления зеркала линейно возрастает, в то время как скорость распыления стенок практически не меняется и остается пренебрежимо малой. Это объясняется тем, что при росте мощности разряда потенциал автосмещения приближается к разрядному напряжению, т.е. степень торможения ионов при пролете до стенки увеличивается.

Разрядная ячейка с заземленным анодом

В разрядной ячейке с заземленным анодом давление зажигания и гашения разряда составили соответственно $P_3 = 6 \, \Pi a$ и $P_r = 0.2 \, \Pi a$.

Вольт-амперные характеристики разряда с заземленным анодом и зависимости тока через линию заземления анода от мощности разряда в диапазоне давлений от 0.6 до 5.3 Па представлены на рис. 8.

При давлении ниже 2.7 Па и мощности разряда более 80 Вт наблюдается резкое снижение тока через линию заземления анода. Предположительно, это связано с гашением внешнего паразитного разряда между сеточным катодом и стенкой. Измерение зависимости скорости распыления от мощности разряда, как и для изолированной



Рис. 8. Вольт-амперные характеристики разряда с заземленным анодом (**a**) и зависимости тока через линию заземления анода от мощности разряда (**б**) в диапазоне давлений Ar от 0.6 до 5.3 Па.

ячейки, проводилось при давлении $P_{\rm Ar} = 5.3$ Па. Результаты представлены на рис. 9.

Видно, что при мощности разряда более 40 Вт осаждение преобладает над распылением на поверхности стенки напротив центра сеточного катодного электрода. Такая конфигурация разрядной ячейки обеспечивает наименьшее распыление стенок диагностического порта. Однако из-за малости этого эффекта измеренная эффективность распыления зеркала практически не отличается от варианта с изолированной разрядной ячейкой.

Результаты измерения равномерности распыления по поверхности макета зеркала представлены на рис. 10. Согласно рисунку, при одинаковой геометрии и идентичном расположении электродов наилучшую однородность очистки обеспечивает разрядная ячейка с заземленным анодом. Скорость распыления, нм/мин



Рис. 9. Зависимости скоростей распыления макета Мо-зеркала V_{Mo} и нержавеющей стенки V_{SS} от мощности разряда с заземленным анодом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика проведения измерений с использованием газодинамического обтекателя, позволяющая моделировать отсутствие протока рабочего газа через разрядную ячейку, что соответствует ожидаемым в ИТЭР условиям, в стандартном вакуумном оборудовании. Для подавления распыления стенок диагностического порта и повышения эффективности и равномерности удаления загрязнений в DC/PDC-системе плазменной очистки оптической диагностики "Активная спектроскопия" наилучшей является конфигурация с заземленным анодом. Близкие к этой конфигурации значения по скорости очистки при несколько худшей однородности получены для изолированной разрядной ячейки. Система очистки с заземленными катодными элементами (включая входное зеркало и уголковый отражатель) может быть использована только при пониженных давлениях Ar (<0.7 Па). При этом скорость очистки уменьшается на ≈30%.

В связи с вышеизложенным предлагается изолировать элементы разрядной ячейки (включая входное зеркало и уголковый рефлектор) от стенок диагностического порта. Это позволит использовать все исследованные разрядные конфигурации в зависимости от эксплуатационных условий: изолированная разрядная ячейка потенциально может быть использована в режиме без отключения тороидального магнитного поля в ИТЭР; режим с заземленным анодом позволяет получить наилучшую однородность очистки и минимальное распыление стенок; режим с заземленным катодом может применяться в качестве



Рис. 10. Нормированные в максимуме на единицу скорости распыления поверхности полноразмерного макета входного Мо-зеркала диагностики "Активная спектроскопия" (верхняя кромка зеркала расположена ближе к аноду) для: \mathbf{a} – заземленного катода, $\mathbf{\delta}$ – изолированной разрядной ячейки, \mathbf{B} – заземленного анода.

аварийного при разрушении или сильном загрязнении изоляторов разрядной ячейки.

При разработке DC/PDC-систем плазменной очистки следует учитывать разницу в минимальных давлениях поджига и гашения разряда. Для инициации разряда при пониженном давлении могут применяться источники питания с начальным поджигающим импульсом повышенного напряжения, специальные системы импульсного газонапуска в область ионизации разрядной ячейки или радиоактивные элементы, обеспечивающие повышенную концентрацию электронов в межэлектродном промежутке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Moser L., Marot L., Steiner R., Reichle R., Leipold F., Vorpahl C., Le Guern F., Walach U., Alberti S., Furno I., Yan R., Peng J., Ben Yaala M., Meyer E. // Physica scripta. 2017. V. 2017. № T170. P. 014047. https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa8f30
- Dmitriev A.M., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Kochergin M.M., Koval A.N., Kurskiev G.S., Litvinov A.E., Masyukevich S.V., Mukhin E.E., Razdobarin A.G., Samsonov D.S., Solokha V.V., Tolstyakov S. Yu., Andrew P, et al. // Physica scripta. 2017. T. 2017. № T170. P. 014072. https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa95e5
- 3. Рогов А.В., Капустин Ю.В. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 3. С. 240.
- Ветошкин В.М., Кобзиев В.Ф., Романов Э.А. Технология тонких пленок: учеб.-методическое пособие. Ижевск: Изд-во "Удмуртский государственный университет", 2013.
- Kersten H., Steffen H., Behnke J.F. // Surface and Coatings Technology. 1996. V. 86–87. P. 762. https://doi.org/10.1016/S0257-8972(96)03030-7

- 6. Welzel T., Ellmer K. // Journal of Physics D: Applied physics. 2013. V. 46. № 31. P. 315202. https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/31/315202
- Каганцов С.М., Фролов И.Ю., Соловьев А.В. // Межвуз. сб. научн. трудов "Методы и устройства передачи и обработки информации". СПб.: Гидрометеоиздат, 2003. С. 34.
- Upadhyay J., Peshl J., Popović S., Valente-Feliciano A.-M., Vušković L. // AIP advances. 2018. V. 8. P. 085008. https://doi.org/10.1063/1.5045692
- Yamamura Y., Tawara H. // Energy dependence of ioninduced sputtering yields from monoatomic solids at normal incidence. Research report. NIFS-DATA-23. Nagoya, 1995.
- Dmitriev A.M., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Elets D.I., Filimonov V.V., Koval A.N., Kueskiev G.S., Litvinov A.E., Mikhin E.E., Razdobarin A.G., Samsonov D.S., Senitchenkov V.A., Solovei V.A., Terechenko I.B. et al. // Fusion Engineering and Design. 2019. V. 146. Part A. P. 1390.

https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.02.090

- 11. *Вольпян О.Д., Кузьмичев А.И.* // Прикладная физика. 2008. № 3. С. 34.
- Берлин Е.В., Сейдман Л.А. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии. М.: Техносфера, 2010.
- Ключников Л.А., Крупин В.А., Коробов К.В., Нургалиев М.Р., Немец А.Р., Днестровский А.Ю., Науменко Н.Н., Тугаринова С.Н., Серов С.В., Деньщиков Д.С. // ВАНТ. Серия: термоядерный синтез. 2016. Т. 39. № 1. С. 95–104.
- Orlovskiy I., Alekseev A., Andreenko E., Asadulin G., Gorshkov A. // Fusion Engineering and Design. 2017. V. 123. P. 1011. https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.02.057
- Giurlani W., Berretti E., Innocenti M., Lavacchi A. // Coatings. 2019. V. 9. Is. 2. P. 79. https://doi.org/10.3390/coatings9020079

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 537.534.2

КОАКСИАЛЬНЫЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗАТОР ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ (СПИРАТРОН) И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2021 г. О. Б. Шпеник^{*a*}, Т. Ю. Попик^{*a*}, А. Н. Завилопуло^{*a*,*}

^а Институт электронной физики НАН Украины Украина, 88017, Ужгород, ул. Университетская, 21 *e-mail: gzavil@gmail.com Поступила в редакцию 21.10.2020 г. После доработки 03.11.2020 г. Принята к публикации 05.11.2020 г.

В анализаторе энергии электронов – "спиратроне", диспергирующим элементом которого является коаксиальный цилиндрический конденсатор, анализируемые электроны вводятся в конденсатор под углом 45° к оси цилиндров и под действием отклоняющего электрического поля движутся по спиральным траекториям (в направлении оси цилиндров). Проведен теоретический анализ движения электронов в поле спиратрона, рассчитаны распределения электронов при энергиях первичного электронного пучка 4–14 эВ, изготовлен опытный образец, исследованы его параметры. Высокая разрешающая способность спиратрона экспериментально подтверждена исследованием рассеяния электронов на атомах кадмия.

DOI: 10.31857/S0032816221020208

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на большое количество разнообразных монохроматоров, анализаторов энергии электронов и электронных спектрометров потребность в создании новых типов таких приборов остается актуальной. Эти приборы на протяжении многих десятилетий широко используются в исследованиях рассеяния моноэнергетических электронов на атомах и молекулах, взаимодействия электронов с поверхностью твердых тел, а также резонансных явлений при столкновениях электронов с атомами, молекулами и положительными ионами.

Наиболее распространенные из них это 127градусный цилиндрический электростатический конденсатор Юза—Рожанского [1] и 180-градусный сферический энергоанализатор [2]. Уникальным по своим свойствам является трохоидальный электронный монохроматор, разработанный Шульцем и Стоматовичем [3], который широко используется для изучения возбуждения атомов сверхмоноэнергетическими (порядка 10 мэВ) электронами [4].

Некоторые результаты практического использования указанных выше приборов для исследования процессов взаимодействия моноэнергетических электронов с атомами и молекулами изложены в [5, 6]. В настоящее время появляются новые работы и по расчетам различных электронных систем, которые могут быть успешно использованы для получения первичных моноэнергетических электронных пучков и анализа энергий рассеянных электронов [7, 8].

Цель данной работы состояла в разработке нового электронного спектрометра — спиратрона, диспергирующим элементом которого является коаксиальный электростатический цилиндрический конденсатор. Важным было изучение его характеристик и демонстрация возможностей при использовании для исследований рассеяния медленных электронов на атомах и молекулах, в том числе для рассеяния "вперед" на угол 0°.

АНАЛИЗАТОР ЭЛЕКТРОНОВ

Прежде чем перейти к описанию разработанного нами электростатического электронного спектрометра остановимся на основных электронно-оптических свойствах цилиндрического конденсатора, электроны в котором движутся вдоль эквипотенциальных поверхностей по траекториям, близким к круговым. Отметим, что теоретические расчеты дисперсионных и фокусирующих характеристик цилиндрического конденсатора впервые использованы в анализирующем элементе электростатического спектрометра электронов в работе [1]. Впоследствии дисперсионные и фокусирующие свойства поля конденса-



Рис. 1. Схема траекторий прохождения электронов в поле 127°-ного цилиндрического конденсатора [10].

тора исследованы многими авторами, в том числе и в нашей лаборатории [9, 10].

127-градусный цилиндрический электростатический конденсатор

Перпендикулярно оси в конденсатор (см. рис. 1) через отверстие в диафрагме *D* входит слаборасходящийся пучок электронов радиусом *r* с углом полураствора α . Радиус внешней стороны внутреннего цилиндра равен R_1 , а радиус внутренней стороны внешнего цилиндра – R_2 . Электроны вводятся в зазор между цилиндрами на расстоянии $R_0 = (R_1 + R_2)/2$ под углом $\gamma = 45^\circ$ относительно оси цилиндров. Если к цилиндрам приложена разность потенциалов, которая создает напряженность электрического поля между цилиндрами, равную E_0 , то создается аксиально-симметричное электростатическое поле, которое отклоняет электроны к оси цилиндров при выполнении условия

$$eE_0 = (mv_0^2)/R_0,$$
 (1)

где *e*, m, *v*₀ – заряд, масса и скорость электрона.

Таким образом, исходя из уравнения (1), электроны будут описывать спиральные траектории радиусом R_0 и двигаться в направлении оси цилиндров со скоростью v_0 .

Движение электронов в поле такого конденсатора детально аналитически рассмотрено в монографии [11]. Установлено, что при повороте электронов на азимутальный угол $\varphi = \pi/\sqrt{2}$ имеет место их фокусировка первого порядка по этому углу φ . При повороте на угол $\varphi = 2\pi/\sqrt{2}$ происходит двойная фокусировка. В этом случае по углу α осуществляется фокусировка второго, а по углу $\Delta\gamma$ – фокусировка третьего порядка (при $\gamma = \pi/4$, γ – угол между осью пучка и осью конденсатора, см. рис. 2). При этом происходит монокинетизация заряженных частиц по энергии. Таким образом, если на входе конденсатора установить диафрагму S_1 (рис. 1), а на выходе диафрагму S_2 , сме-



Рис. 2. Ввод электронов в поле коаксиального цилиндрического электростатического конденсатора [11].

стив их относительно друг друга на угол $2\pi/\sqrt{2}$ и установив расстояние между ними вдоль оси цилиндров, равное $L = R_0(2\pi/\sqrt{2})$, то на выходе конденсатора можно получить моноэнергетический пучок электронов. Изменяя (сканируя) энергию пучка электронов на входе в конденсатор, можно измерять распределение электронов по энергиям. Таким образом, рассматриваемый конденсатор может служить и как монохроматор энергии пучка электронов, и как анализатор их энергии.

Как показано в [11], увеличивая расстояние между входной и выходной щелями в n раз (где $n = 2, 3, ... \propto$), можно улучшить энергетическое разрешение прибора. Для рассмотренной выше геометрии энергоанализатора его разрешающая сила равна

$$W = (\sqrt{2\pi}r_0) / [(0.37\pi/(\sqrt{2}r_0\alpha^4) + Ms_1 + s_2 + Q + d], (2)]$$

где Q — расширение линии изображения за счет пространственного заряда исследуемого пучка, d — расширение изображения из-за технологических погрешностей, допущенных при изготовлении прибора, M — коэффициент увеличения, s_1 и s_2 — размеры входной S_1 и выходной S_2 диафрагм, r_0 — расстояние между цилиндрами.

Коаксиальный цилиндрический электростатический конденсатор

Это определенная модификация 127-градусного электростатического конденсатора. Специфика этого конденсатора заключается в том, что при вхождении электронов в его поле при определенном соотношении между их энергией и отклоняющим напряжением они движутся в направлении оси цилиндров, описывая спиральные траек-



Рис. 3. Результаты расчетов распределения электронов в поле коаксиального цилиндрического конденсатора. Распределения электронов: **a** – угловое, **б** – по энергиям.

тории (рис. 2). Когда слаборасходящийся пучок электронов входит в поле цилиндрического конденсатора, то при определенной разности потенциалов между цилиндрами создается аксиальносимметричное поле с радиальной составляющей напряженности E_0 . Полярность разности потенциалов такова, что электроны отклоняются к оси цилиндров, и при условии

$$eE_0 = (mv_0^2 \sin^2 \gamma)/R_0 \tag{3}$$

центральные электроны пучка описывают спиральные траектории с радиусом R_0 . В уравнении (3) E_0 — радиальная составляющая напряженности поля на расстоянии R_0 от оси цилиндров, v_0 — скорость электронов, задаваемая ускоряющим напряжением V_0 , γ — угол между осью пучка электронов и осью конденсатора (рис. 2).

Для нахождения траекторий прохождения электронов через коаксиальный цилиндрический электростатический конденсатор необходимо решить систему уравнений движения [7, 8]. Решение этих уравнений позволяет сделать выводы относительно фокусирующих свойств коаксиального цилиндрического электростатического конденсатора, которые практически совпадают со сделанными выше для 127-градусного цилиндрического конденсатора.

Нами были проведены численные расчеты уравнений движения электронов в поле коаксиального цилиндрического электростатического конденсатора для широкого диапазона параметров. Наилучшая фокусировка пучка получена для среднего радиуса $R_0 = 5$ мм, при этом радиусы цилиндров $R_1 = 3$ мм и $R_2 = 7$ мм, а угол влета электронов в конденсатор $\gamma = 45^\circ$. В качестве примера на рис. 3 приведены результаты расчета распределения электронов в поле коаксиального цилиндрического конденсатора с указанными выше параметрами R_0 , R_1 , R_2 и при $E = 2 \pm 0.25$ эВ, z = 44 мм, $\gamma = 45 \pm 5^{\circ}$. Как видно, наибольшее число электронов сосредоточено в интервале углов 240–270°, а максимум достигается при $\phi_{\text{max}} \sim 254^{\circ}$ (рис. 3а). Расчет ширины распределения электронов по энергиям (рис. 3б) дает, без учета влияния аберрации, величину у основания $\Delta E = 0.44$ эВ. При этом полная ширина этого распределения на половине высоты (FWHM) – стандартный термин для обозначения моноэнергетичности [2], получилась равной $\Delta E_{1/2} = 0.22$ эВ.

Таким образом, теоретические расчеты подтверждают ранее сделанный вывод о том, что при указанных выше параметрах анализатора на выходе происходит фокусировка электронов второго порядка при азимутальном угле, равном $2\pi/\sqrt{2}$.

СПЕКТРОМЕТР И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

Учитывая изложенные выше особенности фокусировки электронных пучков в цилиндрическом электростатическом поле и используя приведенные выше расчеты, нами был изготовлен коаксиальный цилиндрический электростатический спектрометр электронов, который был назван "спиратроном". Он имеет рассчитанный оптимальный средний радиус $R_0 = 5$ мм, а источником электронов была пятиэлектродная электронная пушка с системой фокусировки пучка на входную щель анализатора.

На рис. 4а представлена схема спектрометра. Все электроды изготовлены из немагнитной нержавеющей стали, их толщина 1 мм, диаметр от-



Рис. 4. Схема спиратрона (**a**) и блок-схема системы управления (**б**). *1* – катод; *2*, *3*, *5* – вытягивающий, фокусирующий и ускоряющий электроды; *4* – камера столкновений; *6*, *10* – входная и выходная диафрагмы; *7*, *9* – внешний и внутренний цилиндры; *8* – траектория движения электронов; *11* – коллектор электронов; *12* – капсула с исследуемым веществом.

верстий для прохождения пучка 1.0–1.2 мм. Спектрометр состоит из электронной пушки (катод 1 и электроды 2, 3, 5), входной и выходной диафрагм (электроды 6, 10), коаксиального конденсатора (электроды 7, 9) с радиусами $R_0 = 5$ мм, $R_1 = 3$ мм, $R_2 = 7$ мм и коллектора электронов (электрод 11). Камера столкновений 4 выполнена в виде полого параллелепипеда, куда из нагреваемого резервуара 12 подавались пары исследуемого вещества. Это позволяет изучать рассеяние электронов на атомах или молекулах. Заметим, что такое расположение электронной пушки и анализатора дает возможность изучать рассеяние электронов "вперед", т.е. на угол 0°, и на твердотельных мишенях.

Конструктивно пучок электронов вводится в энергоанализатор под углом 45° через выполненный в виде призмы электрод *6*, в котором просверлен канал Ø2 мм. Диаметр входной щели равен 1 мм, а выходной – 1.2 мм. Длина цилиндров 7, 9 такова, что пучок электронов при прохождении конденсатора описывает траекторию 8, поворачивается на угол $4\pi/\sqrt{2}$, обеспечивая двукратное повышение разрешения по энергиям. Это подтверждается приведенными на рис. 3 расчетами.

Рис. 46 иллюстрирует автоматизированную систему управления экспериментом. Нами использованы прецизионные блоки питания катода и электродов анализатора, что позволяло устанавливать все потенциалы с точностью 0.01%. Управление блоками питания осуществлялось персональным компьютером через цифроаналоговый преобразователь и генератор ступенчатого напряжения. Система регистрации полезного сигнала на коллектор вольтметр-электрометр В7-30 и аналогоцифровой преобразователь, сигнал с которого поступал в персональный компьютер. Специальная компьютерная программа позволяла непосредственно контролировать процесс управления экспериментом в режиме онлайн.

Спектрометр собран на рабочем фланце, который устанавливается в цилиндрическую вакуумную камеру из нержавеющей стали. Для исключения влияния внешнего магнитного поля камера защищена многослойным экраном из пермаллоя. Откачка вакуумной камеры осуществлялась двумя магниторазрядными насосами НОРД-100, что обеспечивало рабочий вакуум в процессе измерений порядка 10⁻⁵ Па.

Для проверки работы прибора в реальных условиях эксперимента нами были проведены исследования по рассеянию электронов на атомах кадмия. Этот хорошо изученный элемент со сложной электронной структурой (электронная конфигурация [Kr]4 $d^{10}5s^2$ ¹S₀ [12]) является привлекательным и надежным объектом для тестовых экспериментальных исследований процессов столкновений.

Методика эксперимента заключалась в предварительном прогреве всей установки, в том числе и спиратрона, при высоком вакууме в течение 20 ч. Затем проводилась настройка параметров спиратрона, которая заключалась в подборе оптимальных потенциалов на электродах спектрометра с целью получения максимальной моноэнергетичности электронного пучка и регистрации серии спектров, характерных для частиц остаточных газов, возбуждаемых при рассеянии электронов.

На рис. 5 приведена энергетическая зависимость интенсивности рассеяния электронов на молекулах остаточного газа после прогрева спиратрона. На представленной кривой интенсивный пик в области нулевых энергий электронов соответствует прохождению первичного пучка. Поскольку основным компонентом остаточных газов является молекула азота, на полученной зависимости отчетливо прописывается характерный пик, максимум которого лежит при энергии ~1.98 эВ. Этот пик соответствует долгоживущему состоянию отрицательного иона $N_2^{-}({}^2\Pi_g)$. В экспериментах по упругому рассеянию он используется для калибровки шкалы энергий в области малых энергий [13, 14].

После проведения этих подготовительных процедур включался прогрев капсулы (12 на рис. 4а), что позволяло заполнить парами кадмия камеру столкновений 4. Концентрация атомов в области столкновений составляла ~ 10^{12} см⁻³. При разных энергиях падающих электронов сканировался спектр тех электронов, которые взаимодействовали с атомами. Такой спектр должен состоять из пика первичного электронного пучка при нулевом потенциале на электроде 5. Далее, с увеличением ускоряющего потенциала, появляются пики упруго и неупруго рассеянных электронов на атомах или молекулах.

Предложенная конструкция спектрометра позволяет следующее: изучать энергетические зависимости интенсивности тока упруго рассеянных электронов; исследовать спектры постоянных остаточных энергий, в том числе почти нулевых (пороговые спектры); регистрировать спектры энергетических потерь. Спектры энергетических потерь исследовались нами при различных энергиях возбуждающих электронов (от 10 до 25 эВ с шагом 0.5 эВ) и температурах паров кадмия (от 80 до 240°С с шагом 10°С). Контроль температуры капсулы с кадмием и вакуумной камеры осуществлялся двумя термопарами. Это позволяло для предотврашения конденсации кадмия на электродах спектрометра поддерживать градиент температур нагрева спектрометра и камеры столкновений в 20°С. При температуре паров кадмия <200°C спектры характеризуются уменьшением интенсивности тока с увеличением энергии электронов и не имеют видимых особенностей. При температуре >200°С на спектрах появляется структура.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Перейдем к рассмотрению результатов измерений. После активации катода и установки потенциалов на электродах 2, 3, 5 спектрометра (см. рис. 4), при разности потенциалов на обкладках 7, 9 цилиндрического конденсатора 2–4 эВ, был получен ток порядка $(0.3-7) \cdot 10^{-8}$ А на коллектор электронов 11. Заметим, что напряжение питания



Рис. 5. Энергетическая зависимость интенсивности рассеяния электронов на молекулах остаточного газа при давлении порядка 10^{-5} Па.

на обкладках конденсатора относительно входной диафрагмы было асимметричным.

Для анализа характеристик спиратрона проводились измерения распределения по энергиям потока электронов на коллектор 11 при разных потенциалах на электродах. Необходимо было определить как влияет на моноэнергетичность электронного пучка радиальная составляющая напряженности поля E_0 , ускоряющее напряжение V_0 и энергия электронов на входе в анализатор. Сканирование энергии электронов осуществлялось с шагом 0.03 эВ.

В результате этих измерений получен большой набор распределений электронов по энергиям при разных потенциалах пропускания и потенциалах входа в анализатор. Как видно из рис. 6, с увеличением энергии электронов на входе формы распределений подобны, но наблюдается некоторое уширение кривой распределения с ростом энергии пропускания. Так, при энергии 4 эВ FWHM равна 0.2 эВ, а при 12 эВ – 0.28 эВ. Такое увеличение уширения связано с разрешающей силой самого конденсатора.

Как показали проведенные измерения, распределение электронов по энергии $\Delta E_{1/2}$ (FWHM) при энергии пропускания E = 4-12 эВ изменяется в пределах 0.20–0.28 эВ. При энергии пропускания <4 эВ дальнейшего уменьшения полуширины функции распределения не наблюдается. Это связано, очевидно, с тем, что при эмиссии электронов с катода их разброс по энергии составляет ~0.2 эВ.

Анализ проведенных нами расчетов для данного прибора показывает, что при определенных конструктивных изменениях его можно исполь-

2021


Рис. 6. Распределение электронов по энергии $\Delta E_{1/2}$ при потенциале на входе в анализатор E = 6 В и разных энергиях входящего электронного пучка E_0 , эВ: 7 (а), 10 (б), 12 (в), 14 (г).

зовать в качестве монохроматора электронов. Если сделать входную диафрагму \emptyset 0.5 мм, а выходную — \emptyset 1.5 мм, то в интервале энергий 1—6 эВ можно получить на входе анализатора моноэнергетический пучок электронов с полушириной распределения по энергиям $\Delta E_{1/2} = 0.06-0.1$ эВ при токе порядка 10⁻⁸ А. Усовершенствованный таким образом прибор является электростатическим электронным спектрометром, позволяющим проводить



Рис. 7. Энергетическая зависимость интенсивности рассеяния электронов на атомах кадмия.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

широкий класс прецизионных экспериментальных исследований рассеяния медленных электронов на атомах и молекулах.

Результаты контрольных экспериментов по исследованию энергетической зависимости интенсивности пучка электронов, прошедших через пары кадмия в интервале энергий 0—10 эВ, приведены на рис. 7. Эта зависимость связана с полным сечением рассеяния. Как видим, на кривой имеется целый ряд ярко выраженных максимумов. В области нулевых энергий наблюдается интенсивный пик, который соответствует прохождению первичного пучка и является первым калибровочным репером шкалы энергий.

Далее, вблизи упругого пика наблюдается максимум (E = 0.36 эВ), связанный с резонансом формы $5s^2 \varepsilon p \, {}^2 P_{1/2}$. Энергия этого резонанса с точностью 0.03 эВ совпадает с известными данными [13]. Второй максимум при E = 1.96 эВ соответствует пику рассеяния на молекуле N₂. Он имеет малую величину, поскольку концентрация молекул азота значительно меньше концентрации паров кадмия.

Остальные наблюдаемые особенности соответствуют прохождению неупругих процессов. В области энергий 3.84–3.99 эВ, за порогом возбуждения резонансной линии λ 326.1 нм, это переход $5^{1}S_{0}-5^{3}P_{1}^{\circ}$, энергия возбуждения которого равна $E_{\rm B} = 3.80$ эВ. В интервале энергий 5.35–7.45 эВ находятся возбужденные синглетные и триплетные уровни с переходом электрона в *s*-, *p*-, *d*-состояния с главными квантовыми числами *n* = 5, 6 [12].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ работы коаксиального цилиндрического электростатического энергоанализатора электронов, предложена простая конструкция и изготовлен прибор. Экспериментально показано, что параметры спектрометра согласуются с расчетными. Спиратрон может быть использован как для получения моноэнергетического, до ~0.2 эВ, электронного пучка, так и для анализа электронов по энергиям в экспериментах по рассеянию медленных (0–10 эВ) электронов на атомах, молекулах и поверхности твердых тел.

Измеренные энергетические зависимости интенсивности электронов, рассеянных на атомах кадмия, обнаружили максимумы (пики), которые соответствуют известным электронным состояниям этого атома. Это подтверждает возможность успешного применения спиратрона для исследования электронной структуры атомов и молекул. Полученные результаты, по нашему мнению, позволяют рассматривать предложенный электронный спектрометр после определенной модификации как перспективный и для исследования процессов взаимодействия медленных электронов с конденсированными системами.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Е.Ю. Ремете, А.Н. Гомонай и В.В. Звенигородскому за полезные дискуссии и замечания при подготовке данной работы, а В.В. Папп — за проведение расчетов распределения электронов в поле коаксиального цилиндрического конденсатора при разных параметрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Huges A.L., Rojansky V. // Phys. Rev. 1929. V. 34. P. 284.
- 2. Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978.
- Stamatovich A., Schulz G. // Rev. Sci. Instrum. 1970. V. 41. P. 423. https://doi.org/10.1063/1.1685678
- Завилопуло А.Н., Митюрева А.А., Ремета Е.Ю., Снегурский А.В., Шпеник О.Б. Образование метастабильных атомов и молекул в столкновениях с электронами. СПб.: Изд-во СПбУ, 2006.
- 5. Контрош Е.Э., Чернышова И.В., Шпеник О.Б. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 8. С. 45.
- 6. *Контрош Е.Э., Чернышова И.В., Шпеник О.Б. //* Оптика и спектроскопия, 2011. Т. 110. № 4. С. 538.
- 7. Фишкова Т.Я. // ЖТФ. 2018. Т. 88. Вып. 1. С. 117. https://doi.org/10.21883/JTF.2019.05.47487.300-18
- 8. *Баранова Л.А.* // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 8. С. 153. https://doi.org/10.21883/JTF.2017.03.44255.1962
- Шпеник О.Б., Завілопуло А.М., Метелешко Е.І. // Республіканська наукова конференція. Львів. 1967. С. 93.
- 10. Запесочный И.П., Шпеник О.Б. // ЖТЭФ. 1966. Т. 50. Вып. 4. С. 890.
- 11. Козлов И.Т. Современные проблемы электронной спектроскопии. М.: Атомиздат, 1973.
- 12. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: Эдиториал УРСС, 2001.
- Burrow P.D., Michejda J.A., Comer J. // J. Phys. B. 1976. V. 9. № 18. P. 3225.
- 14. Schulz G.J. // Rev. Mod. Phys. 1973. V. 45. P. 378.

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 681.787

МЕТОД КОРРЕКЦИИ ПОКАЗАНИЙ ПРИ ОЦЕНКЕ КОНТРАСТА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛОС С ПОМОЩЬЮ 8-БИТОВЫХ ВЕБ-КАМЕР

© 2021 г. О. Н. Будаговская^{*a*,*}, А. В. Будаговский^{*a*,*b*}, И. А. Будаговский^{*c*,**}

^а Федеральный научный центр им. И.В. Мичурина Россия, 393774, Мичуринск Тамбовской обл., ул. Мичурина, 30 ^b Мичуринский аграрный университет Россия, 393760, Мичуринск Тамбовской обл., ул. Интернациональная, 101 ^c Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53 *e-mail: budagovsky@mail.ru **e-mail: BudagovskyIA@mail.ru Поступила в редакцию 03.09.2020 г. После доработки 29.10.2020 г. Принята к публикации 30.10.2020 г.

Определен контраст интерференционной картины при ее регистрации 8-битовым цифровым фотоприемником и предложен способ корректировки искажений экстремумов интерференционных полос, вызванных спекл-шумом и нелинейностью камеры. Для решения задачи в качестве тестовых объектов использованы матовые стекла. Метод позволяет существенно расширить динамический диапазон измеряемых экстремумов – до 1:50 (34 дБ) и может использоваться для анализа интерференционных картин с помощью бюджетных 8-битовых веб-камер с точностью измерений на уровне линейного (10–12)-битового преобразователя.

DOI: 10.31857/S0032816221020130

1. ВВЕДЕНИЕ

При интерферометрических исследованиях диффузно-рассеивающих объектов контраст (видность) интерференционных полос (и.п.), как правило, не превышает 60–70% [1–4]. В соответствии с формулой для видности V и.п.:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}} < 0.7,$$
 (1)

где I_{max} , I_{\min} — интенсивности экстремумов интерференционной картины, кажется очевидным, что для такого рода измерений вполне достаточно использовать недорогие 8-битовые цифровые видеокамеры, поскольку при $V \le 0.7$ соотношение между интенсивностями и.п. не выходит за рамки 1:6. Тем не менее, приходится идти по пути усложнения и существенного удорожания систем регистрации, так как при использовании когерентных источников в интерференционной картине присутствует спекл-картина и, кроме того, 8-битовые цифровые бюджетные камеры отличаются нелинейностью передаточной характеристики.

В связи с вышесказанным приходится использовать либо специальные устройства для сглаживания спекл-шумов (деспеклеры), либо сложные регистрирующие системы [5, 6]. Как правило, применяют линейные фотоприемники с широким динамическим диапазоном (например, фотодиодные), (16-18)-битовые аналого-цифровые преобразователи и специализированные интерфейсы ввода информации в компьютер. Помимо этого, на этапе предварительной обработки интерферограмм используют алгоритмы различной степени сложности для подавления спекл-поля [6, 7]. Большинство из них предназначено для лучшей идентификации формы полос и местоположения экстремумов и приводят к существенному изменению измеряемого контраста. Увеличение динамического диапазона за счет нелинейности камеры и попиксельной корректировки также не позволяет получать корректные значения экстремумов интерференционной картины.

Цель данной работы заключается в разработке метода коррекции экстремумов с учетом спекл-шума и нелинейности камеры, позволяющего определять контраст и.п. с помощью 8-битовых веб-камер.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА КОРРЕКЦИИ ПОКАЗАНИЙ ПРИ ОЦЕНКЕ КОНТРАСТА И.П. 8-БИТОВЫМИ КАМЕРАМИ

Базовый принцип предлагаемого метода опирается на предположение, что искажения, вызванные спекл-шумом и нелинейностью камеры, можно скомпенсировать, если корректировку показаний проводить не для единичных пикселей, а для средней интенсивности интерференционной картины внутри виртуальной щелевой диафрагмы.

Метод реализуется в три этапа. На первом этапе используют фазовый экран (например, матовое стекло), который позволяет получить в заданных условиях измерения интерференционную картину с контрастом в середине предполагаемого рабочего диапазона. Любым из доступных способов (изменением интенсивности зондирующего излучения, усилением или экспозицией камеры) выводят показания экстремумов в линейную область передаточной характеристики камеры. Как правило, для большинства бюджетных марок веб-камер она лежит в районе 6-55 условных единиц (из 255), и этого достаточно для корректной оценки видности интерференционной картины от тест-объекта. При необходимости, для уточнения границ линейной области передаточной характеристики, проводят градуировку показаний камер с привлечением типовых методик [8, 9].

Регулируя интенсивность зондирующего излучения и размеры виртуальной щелевой диафрагмы, добиваются, чтобы измеренный контраст соответствовал контрасту, полученному с помощью линейного фотоприемника. Далее фиксируют значения I_{\min}^0 и I_{\max}^0 , которые будут задавать границы линейного диапазона измерения контраста и.п. (ΔI_{lin}), в рамках которого нет необходимости корректировки показаний. Таким образом получены "опорные" значения верхнего и нижнего пределов линейного диапазона показаний камеры, которые в дальнейшем будут использованы для последующего второго этапа корректировки данных, выходящих за границы этого участка передаточной характеристики веб-камеры.

На втором этапе, используя все тот же тестобъект, с помощью инструментов управления режимом работы матрицы видеокамеры (например, изменением экспозиции) или посредством изменения интенсивности падающего на объект излучения увеличивают показания I_{\min} на некоторую величину dI_{\min} . Значение $I_{\min}^0 + dI_{\min}$ не должно выходить за границы линейного участка передаточной характеристики камеры. Поскольку фазовые параметры матового стекла во времени постоянны, то и контраст и.п. при этом не должен измениться. Тогда интенсивность максимума должна пропорционально прирасти в соответствии с уравнением:

$$I_{\max} = I_{\max}^{0} + dI_{\max} = (I_{\min} + dI_{\min})\frac{1+V}{1-V}.$$
 (2)

Изменяя интенсивность I_{\min} в рамках линейного диапазона (ΔI_{lin}), можно рассчитать ожидаемые показания I_{\max} в соответствии с уравнением (2). Инструментальные и расчетные показания I_{\max} служат основанием для определения уравнения корректировки показаний экстремумов в диапазоне $\Delta I_{lin}(1 + V)/(1 - V)$.

При выходе I_{\min} из линейного диапазона (ΔI_{lin}) его границы также подлежат корректировке, при этом используют результаты перерасчета максимума интерференционной картины, полученные на предыдущем этапе. Таким образом проходят весь рабочий диапазон показаний камеры от I_{\min}^0 до 255 усл. ед.

При необходимости использования диапазона показаний камеры от I_{\min}^0 до 0 применяют уменьшение показаний I_{\max} , а значения I_{\min} пересчитывают по формуле

$$I_{\min} = (I_{\max} - dI_{\max})\frac{1 - V}{1 + V}.$$
 (3)

Второй этап корректировки показаний позволяет получить исходные данные для создания уравнений или графиков перерасчета интенсивности экстремумов и.п., выходящих за границы линейного диапазона (ΔI_{lin}), а именно: за верхний передел — от I_{\max}^{0} до $I_{\max}^{0}(1+V)/(1-V)$ и за нижний предел – от I_{\min}^{0} до $I_{\min}^{0}(1-V)/(1+V)$. Например, при использовании фазового экрана, формирующего интерференционную картину с видностью полос 0.6, методика позволяет почти в 4 раза расширить границы линейного преобразования показаний. Если существует необходимость обеспечения корректной работы в еще большем диапазоне, то действия второго этапа повторяют с использованием откорректированных значений в рамках от $I_{\min}^{0}(1-V)/(1+V)$ до $I_{\max}^{0}(1+V)/(1-V)$. В результате каждого повторения мы получаем следующие границы для линейной корректировки показаний:

от $I_{\min}^0[(1-V)/(1+V)]^n$ до $I_{\max}^0[(1+V)/(1-V)]^n$, где n — число итераций второго этапа методики корректировки показаний.

На третьем этапе, используя исходные данные показаний камеры и результаты их перерасчета по уравнениям (2) и (3), определяют графики, уравнения или таблицы корректировки измеренных экстремумов интерференционной картины, которые используются компьютерной программой съема и обработки данных. Отличительной особенностью данной методики является то, что она одновременно учитывает и нелинейность матрицы, и спекл-шум.



Рис. 1. а — изображение интерференционных полос, полученных с помощью стационарного фазового экрана; **б**—**г** — соответствующие профили распределения интенсивности при различных размерах виртуальной щели: 2×5 пикселей (**б**), 2×150 пикселей (**в**), 5×260 пикселей (**г**). Значения по оси абсцисе соответствуют номеру столбца матрицы камеры.

не менее 1:5000.

3. ПРИМЕР ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФОРМУЛ КОРРЕКТИРОВКИ ЭКСТРЕМУМОВ И.П. НА ОСНОВЕ НАТУРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Методика была использована для корректировки показаний поляризационного интерферометра сдвига, предназначенного для оценки степени пространственной когерентности лазерного излучения (650 нм), рассеянного растительными объектами [4, 10]. Для регистрации интенсивности и.п. использована цифровая веб-камера A4Tech PK-836FN (Китай), работающая в режиме отключения автоматических установок. Стационарным фазовым экраном служило матовое стекло, позволяющее получать интерференционную картину с контрастом $58 \pm 0.5\%$ при угловом размере зондирующего пучка на плоскости фазового экрана 0.06 рад (рис. 1а). Поскольку контраст интерференционной картины существенно зависит от условий измерений, то его оценку проводили с использованием идентичной модели интерферометра. При этом для регистрации интенсивности полос вместо цифровой камеры применяли фотоприемный узел спектрофотометра СФ-56, обеспечивающего

овтра используемый поляризационный интерферометр на основе призмы Волластона позволяет получать систему прямолинейных и.п. Интерференци-

чать систему прямолиненных и.п. Интерференционная картина проецируется на матрицу видеокамеры и ориентируется вдоль строк или столбцов матрицы. Из видеопотока, формируемого камерой, захватывали единичный кадр стандартными средствами DirectShow в формате RGB24 (8 бит на каждый канал цветов RGB).

динамический диапазон линейного преобразова-

ния интенсивности света в электрический сигнал

Далее формировали монохромное изображение с 8-битной глубиной цвета путем прямого усреднения (без компенсации влияния фильтра Байера или встроенных в камеру алгоритмов улучшения изображения) значений RGB для каждого пикселя $p_{i,j}$: $I_{ij} = (R_{ij} + G_{ij} + B_{ij})/3$. Из полученного изображения (см. рис. 1а) вырезали прямоугольную область по ширине кадра, расположенную по центру изображения. Распределение интенсивности в вырезанной области усредния и по столбцам матрицы (вертикальный размер

БУДАГОВСКАЯ и др.

№ измере- ния	Исходные данные по результатам натурных измерений			Данные с перерасчетом показаний		Принконолико
	I _{max} , усл. ед.	I _{min} , усл. ед.	V, %	$I^*_{\max},$ усл. ед.	I^*_{\min} , усл. ед.	примечание
1	28.8	7.6	58.24	28.8	7.6	Корректировка показаний камеры
2	34.6	9.2	57.99	34.6	9.2	не требуется до 42.3 усл. ед.
3	40.6	10.8	57.98	40.6	10.8	
4	42.3	11.2	58.13	42.3	11.2	
5	48.2	13.2	57.00	49.7	13.2	Перерасчет I_{max}^* по формуле (4);
6	59.4	16.5	56.52	62.1	16.5	определение уравнения корректи-
7	74.2	21.0	55.88	79.0	21.0	ровки (5) показаний камеры от 42.3
8	88.0	25.3	55.34	95.2	25.3	до 128.2 усл. ед.
9	100.3	29.6	54.43	111.4	29.6	
10	113.1	34.4	53.36	129.4	34.4	
11	122.6	39.2	51.55	147.5	39.2	
12	128.2	42.3	50.38	159.1	42.3	
13	136.6	48.4	47.68	186.1	49.5	Перерасчет I_{\min}^* по формуле (5);
14	141.8	54.0	44.84	206.9	55.0	перерасчет I_{max}^* по формуле (4);
15	150.0	59.0	43.54	226.5	60.2	определение уравнения корректи-
16	158.6	64.8	41.83	250.3	66.5	ровки (6) показаний камеры от
17	166.1	72.2	39.40	282.5	75.1	128.2 до 218.4 усл. ед.
18	170.4	76.8	37.86	303.5	80.7	
19	183.0	88.0	35.06	357.9	95.1	
20	194.2	97.0	33.38	405.0	107.6	
21	203.2	108.3	30.89	468.2	124.5	
22	218.4	128.0	26.10	589.7	156.8	
23	220.6	136.8	23.44	717.9	190.8	Перерасчет I_{\min}^* по формуле (6);
24	229.0	144.4	22.66	802.4	213.3	Перерасчет I_{max}^* по формуле (4);
25	232.3	152.5	20.74	895.0	237.9	определение уравнения корректи-
26	236.6	160.2	19.25	988.8	262.9	ровки (7) показаний камеры от
27	240.1	167.4	17.84	1084.6	288.3	218.4 до 243.1 усл. ед.
28	243.1	177.6	15.57	1239.0	329.3	
29	243.2	190.3	12.79			Запрет измерений из-за насыще-
30	243.2	216.6	5.8			ния матрицы

Таблица 1. Исходные данные измерений интенсивности и.п. и результаты их пересчета, используемые для определения уравнений корректировки показаний

виртуальной щели) и далее сглаживали по методу скользящего среднего с различной шириной окна (горизонтальный размер виртуальной щели).

Высоту и ширину раскрытия виртуальной щели можно менять таким образом в широких пределах, что обусловливает получение профилей интенсивности разной степени сглаженности (рис. 16–1г). Окончательные размеры виртуальной диафрагмы подбирали так, чтобы отношение ширины щели к периоду интерференционной картины максимально соответствовало модели интерферометра с линейным фотоприемником. Далее измеряли величину экстремумов и контраст полученного профиля для разных значений интенсивности зондирующего потока (от 0.5 до 1.2 мВт) при фиксированных значениях установок: "экспозиция", "усиление" и "баланс белого" матрицы видеокамеры (табл. 1).

В соответствии с данными табл. 1 линейный диапазон измерения контраста и.п. (ΔI_{lin}) лежит в области от 7.6 до 42.3 условных показаний камеры, так как внутри этой области измеренный кон-

траст и.п. от тест-объекта максимально близок к заданным 58%. Поэтому данные измерений интенсивности экстремумов № 1–4 не нуждаются в корректировке (рис. 2, кривая I).

Начиная с измерения № 5, наблюдается уменьшение значений V, что означает необходимость первой корректировки данных. При этом пока нет необходимости пересчета показаний I_{min} (строки № 5–12 табл. 1), так как они еще лежат в границах линейного диапазона (<42.3 усл. ед.). Чтобы контраст оставался на заданном уровне (58%), значения I_{max} данного блока измерений следует пересчитать, используя выражение (2):

$$I_{\max} = I_{\min} \frac{(1+0.58)}{(1-0.58)} = 3.76 I_{\min}.$$
 (4)

С использованием аппаратных и расчетных показаний I_{max} в строках $\mathbb{N} \ge 4-12$ таблицы строится корректировочная кривая (кривая 2 на рис. 2) и определяется уравнение перерасчета значений интенсивности и.п. (X) в диапазоне 42.3–128.2 относительных единиц, задаваемое, например, полиномом второй степени:

$$Y = 0.0057X^2 + 0.33X + 21.7 \quad (R^2 = 0.9988), \quad (5)$$

где R^2 – коэффициент детерминации.

Далее исходные показания I_{\min} в строках № 13–22, лежащие в диапазоне от 48.4 до 128 усл. ед., пересчитываются по формуле (5) или определяются графически по корректировочной кривой на рис. 2. Затем откорректированные значения I^*_{\min} используются для перерасчета интенсивности в максимуме и.п. по формуле (4).

Таким образом, мы получаем данные для корректировочной кривой в диапазоне от 128.2 до 218.4 усл. ед., которую удобно аппроксимировать полиномом 3-й степени (кривая *3* на рис. 2):

$$Y = 0.000317X^{3} - 0.13X^{2} + + 21.29X - 1064 \quad (R^{2} = 0.9988).$$
(6)

Выражение (6) используется для перерасчета *I*^{*}_{min} по данным измерений № 23–28. Значение *I*^{*}_{min} вычисляется по формуле (4), и полученные результаты используются для определения уравнения перерасчета интенсивностей и.п. в диапазоне от 220.6 до 243.1 усл. ед. показаний видеокамеры (используем полином 2-й степени):

$$Y = 0.4498X^2 - 182.23X + 18934 \quad (R^2 = 0.994). \quad (7)$$

Наконец, последние значения I_{max} (измерения № 29–30) не используются, так как они соответствуют сильной пересветке матрицы. Работа в этом режиме недопустима, и требуется уменьшение сигнала (ослаблением светового потока либо изменением установок "выдержка" и "усиление" камеры).



Рис. 2. Последовательное определение аппроксимирующих кривых для разных диапазонов экспериментальных значений интенсивности.

В итоге мы получили выражения для перерасчета интенсивностей и.п. во всем возможном диапазоне значений экстремумов с учетом искажений сигнала, вызванных спекл-шумом и нелинейностью цифровой камеры. Эти результаты использовали для тестирования метода. Отметим, что на финальном этапе все полученные значения можно также аппроксимировать единой зависимостью, в данном случае для этого подходит полином 6-й степени.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ МЕТОДА

Тестирование предложенного метода для различных бюджетных веб-камер фирм A4Tech и Logitech проводили на примере фазовых экранов (матовых стекол различной шероховатости), позволяющих получать интерференционные картины с контрастом 40 и 70%. Изменение показаний камер осуществляли тремя возможными способами: 1) регулировкой интенсивности падающего на экран лазерного излучения, 2) установкой "усиление" и 3) установкой "экспозиция". Результативность метода оценивали по сравнению со стандартным методом калибровки матрицы, согласно которому показания каждого пикселя пересчитываются в соответствии с графиком калибровки, полученным с применением линейного фотоприемника (рис. 3).

В табл. 2 представлены результаты измерений контраста интерференционной картины стационарных фазовых экранов с видностью и.п. 40 и 70% при использовании линейного фотоприемника на основе фотодиода ФД-7К и цифровой веб-камеры. Интенсивность интерференционной картины изменяли более чем в 60 раз посредством варьирования мощности зондирующего пучка (от 0.006 до 0.4 мВт).

Оценивали интенсивность и.п., после чего показания веб-камеры корректировали с привлече-



Рис. 3. График корректировки усредненных показаний матрицы, полученный с применением типовых методов калибровки на основе линейного фотоприемника (фотодиода Φ Д-7К) с динамическим диапазоном $\leq 10^4$.

нием стандартной методики попиксельной калибровки или разработанного метода. Видность и.п. по показаниям линейного фотоприемника без корректировки во всем диапазоне интенсивностей (1:66) имела разброс не выше 5% (см. табл. 2).

Попиксельная калибровка приводила к существенному занижению показаний в области высоких интенсивностей и обеспечивала линейность отклика в тестируемом диапазоне изменения интенсивности зондирующего лазерного излучения не более 1:10 (20 дБ), тогда как предлагаемый метод позволяет существенно расширить динамический диапазон измеряемых экстремумов интерференционной картины – до 1 : 50 (34 дБ). Неточность оценки контраста и.п. с использованием предлагаемой методики не превышала 6% с завышением результата в области низких значений интенсивности и занижением – в области высоких.

Аналогичные результаты получены и в условиях непрерывного конвейерного съема и обработки изображений с частотой 5—8 кадров/с в процессе произвольного изменения установок "экспозиция" и "усиление" камеры для тестовых фазовых экранов с контрастом 40 и 70% (рис. 4).

Использование предлагаемого метода не ограничивается только интерференционными картинами с параллельными прямолинейными полосами. Подбором ориентации, размера виртуальной щелевой диафрагмы и степени увеличения изображения интерференционной картины можно обеспечить минимальную кривизну полос внутри вырезаемой из кадра прямоугольной области. Это позволяет распространить метод корректировки экстремумов и.п. на интерференционные картины другого типа, например кольцевые аберрационные картины [11].

Предлагаемый метод корректировки значений экстремумов и.п. позволяет, минуя трудоемкий этап попиксельной калибровки матрицы цифровой камеры, эффективно устранять нелинейность передаточной характеристики цифровой видеокамеры и влияние спекл-шума интерференционной картины. Метод также учитывает собственные шумы камеры и неработающие пик-

Таблица 2. Результаты натурного эксперимента оценки контраста фазовых экранов с видностью *V* и.п. линейным фотоприемником и веб-камерой со стандартной попиксельной калибровкой и с коррекцией показаний авторским методом

	Контраст фазовых экранов при оценке							
Интенсивность	линейным фотоприемником (фотодиод ФД-7К)		веб-камерой					
зондирующего пучка, мВт			при попиксельной калибровке		предлагаемым методом корректировки экстремумов			
·	V = 40%	V = 70%	V = 40%	V = 70%	V = 40%	V = 70%		
0.006	41.26	67.32	40.83	72.13	41.07	72.30		
0.011	41.08	67.40	40.48	71.53	40.86	71.34		
0.026	40.37	68.24	40.05	69.36	40.42	69.50		
0.038	40.20	68.82	40.34	69.81	40.16	71.15		
0.05	40.64	68.70	40.60	70.24	40.44	71.52		
0.062	40.74	69.23	40.22	68.99	40.83	72.77		
0.108	40.80	69.92	39.48	67.53	39.88	72.28		
0.2	40.32	70.76	38.24	66.10	40.14	71.44		
0.3	39.86	69.08	36.15	52.48	39.76	70.39		
0.4	39.40	67.23	34.06	44.15	39.65	68.30		



Рис. 4. Скриншоты диаграмм изменения средней интенсивности (*1*) и контраста и.п. (*2*) при произвольном изменении экспозиции и усиления веб-камеры для тестовых фазовых экранов с контрастом и.п. 70% (**a**) и 40% (**б**), полученные при конвейерном съеме и обработке интерферограмм в режиме реального времени с использованием 8-битовой веб-камеры и программы коррекции экстремумов интерференционной картины.

сели. Это дает возможность существенно увеличить динамический диапазон внутрикадровой оцифровки и значительно сократить длительность цифровой обработки сигнала. Контраст интерференционной картины при различных уровнях засветки, определенный с использованием 8-битовых камер, становится сравнимым с контрастом. определяемым фотоприемниками на основе фотодиодов. Точность измерений увеличивается до уровня линейного (10-12)-битового преобразователя (60-70 дБ). Предложенная методика корректировки контраста и.п. дает возможность использовать в конструкции интерферометров дешевые компактные веб-камеры, что позволяет существенно снизить стоимость и габариты измерительного оборудования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная диагностика в биологии и медицине. М.: Наука, 1989.
- Lychagov V., Kal'yanov A.L., Ryabukho V.P. // Optics and Spectroscopy. 2009. V. 107. Issue 6. P. 859. https://doi.org/10.1134/S0030400X09120054

- Lyalikov A.M. // Quantum Electronics. 2011. V. 40. Issue 12. P. 1141. https://doi.org/10.1070/OE2010v040n12ABEH013990
- 4. Budagovskaya O.N., Budagovsky A.V. // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2015. V. 51. № 4. P. 236. https://doi.org/10.1134/S106183091504004X
- 5. *Trisnadi J.I.* // Optics Letters. 2004. V. 29. № 1. P. 11. https://doi.org/10.1364/OL.29.000011
- 6. Грейсух Г.И., Ежов Е.Г., Земцов А.Ю., Степанов С.А. // Компьютерная оптика. 2005. Т. 28. С. 140.
- Методы компьютерной обработки изображений / Под ред. В.А. Сойфера. 2-е изд., М.: Физматлит, 2003.
- Andriychuk V.A., Osadtsa V.A. // Journal of Optical Technology. 2012. V. 79. Issue 2. P. 40. https://doi.org/10.1364/JOT.79.000088
- 9. *Гуревич М.М.* Фотометрия (теория, методы и приборы). Изд. 2-е, испр. Л.: Энергоатомиздат, 1983.
- 10. Будаговская О.Н., Будаговский А.В., Будаговский И.А. // ПТЭ. 2007. № 1. С. 161.
- Budagovsky I.A., Zoloťko A.S., Kitaeva V.F., Smayev M.P. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2006. V. 453. P. 71. https://doi.org/10.1080/15421400600651773

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 621.391.272

ОПТИМИЗАЦИЯ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ

© 2021 г. А. Р. Гасанов^{а,*}, Р. А. Гасанов^а, Р. А. Ахмедов^а, М. В. Садыхов^а

^а Азербайджанская национальная академия авиации Азербайджан, AZ1045, Баку, просп. Мардакан, 30 *e-mail: afig.gasanov.51@mail.ru Поступила в редакцию 06.10.2020 г. После доработки 30.10.2020 г. Принята к публикации 02.11.2020 г.

Проведен анализ эксплуатационных параметров акустооптической линии задержки (а.о.л.з.) с прямым детектированием, таких как диапазон плавно управляемой задержки сигналов и граничная частота полосы пропускания. Показано, что диапазон плавно управляемой задержки сигналов ограничен максимальной длиной фотоупругой ячейки и минимальной скоростью распространения упругой волны в ней. В то же время граничная частота напрямую определяется временем пересечения оптического пучка упругим волновым пакетом. Получено уравнение переходной характеристики а.о.л.з., которое затем использовано для исследования характера зависимости граничной частоты полосы пропускания от диаметра светового пучка и скорости распространения упругой волны в фотоупругой ячейке. Результаты численного анализа апробированы экспериментально на макете а.о.л.з. с прямым детектированием.

DOI: 10.31857/S0032816221020154

введение

Акустооптические линии задержки (а.о.л.з.) применяются для решения широкого круга радиотехнических задач, прежде всего, для обработки сигналов во временной области [1–6]. Различают а.о.л.з. с прямым детектированием и гетеродинного типа [7]. При этом результаты исследований а.о.л.з. с прямым детектированием в большинстве случаев могут быть экстраполированы на а.о.л.з. гетеродинного типа.

Основными эксплуатационными параметрами а.о.л.з. являются диапазон плавно управляемой задержки сигналов и полоса рабочих частот. В случае а.о.л.з. с прямым детектированием полоса рабочих частот находится в пределах от нуля до верхней граничной частоты.

В данной работе предложена математическая модель, которая устанавливает связь между эксплуатационными и конструктивными параметрами а.о.л.з. и позволяет оптимизировать ее эксплуатационные параметры путем подбора конструктивных параметров.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В а.о.л.з. с прямым детектированием (рис. 1) обрабатываемый сигнал $u_{in}(t)$ модулирует в амплитудном модуляторе (*AM*) сигнал генератора

высокой частоты ($\Gamma B \, Y$) по амплитуде (в зависимости от характера решаемой задачи могут быть применены амплитудная модуляция, балансная амплитудная модуляция или амплитудная манипуляция). Модулированное высокочастотное колебание с несущей частотой Ω передается на прикрепленный к торцу фотоупругой среды (ΦYC) электроакустический преобразователь ($\Im A \Pi$) длиной L и шириной H. В зависимости от рабочей частоты толщина $\Im A \Pi$ может составлять от единиц микрометров до единиц миллиметров.

Ячейку, состоящую из ΦYC и прикрепленного к ее торцу $\mathcal{P}A\Pi$, называют акустооптическим модулятором (AOM). AM и ΓBY обеспечивают перенос низкочастотного спектра обрабатываемого сигнала в область рабочих частот AOM. Очевидно, что при обработке радиочастотного сигнала, который имеет несущую частоту, равную центральной частоте AOM, необходимость в применении AM и ΓBY отпадает.

ЭАП возбуждает в ΦYC акустическую волну длиной Λ , мощностью $P_a(t)$, которая распространяется со скоростью v, в ~10⁵ раз меньшей скорости распространения электромагнитной волны. Временная зависимость акустической мощности $P_a(t)$ обусловлена входным сигналом $u_{\rm in}(t)$.

Рисунок 1 поясняет режим дифракции Брэгга, в котором лазерное излучение интенсивностью



Рис. 1. Блок-схема а.о.л.з. с прямым детектированием. AM – амплитудный модулятор; IBY – генератор высокой частоты; ΦYC – фотоупругая среда; $3A\Pi$ – электроакустический преобразователь; $\Phi Д$ – фотодетектор; Φ – фильтр.

 I_0 , с длиной волны λ и частотой $v = \omega/2\pi$ попадает в апертуру ΦYC под углом $\theta_B = \arcsin(0.5\lambda/\Lambda)$. В результате взаимодействия акустической и оптической волн в ΦYC часть светового пучка с интенсивностью I_1 отклоняется в первый дифракционный порядок и через отверстие в диафрагме падает на светочувствительную поверхность фотодетектора (ΦA). Выделенный с помощью фильтра (Φ) выходной сигнал $u_{out}(t)$ является копией входного сигнала $u_{in}(t)$ и отстает от него на время

$$\tau = x_0/v, \tag{1}$$

где x_0 — расстояние от ЭАП до области акустооптического взаимодействия.

ДИАПАЗОН ПЛАВНО УПРАВЛЯЕМОЙ ЗАДЕРЖКИ СИГНАЛОВ

Существенная задержка τ (десятки микросекунд) сигнала обусловлена относительно низкой скоростью распространения акустической волны в ΦYC , качество которой оценивают коэффициентом добротности:

$$M = n^6 p^2 / (\rho v^3),$$

1

где n, ρ и p — соответственно коэффициент преломления, плотность и фотоупругая постоянная среды взаимодействия [8].

Согласно вышеприведенному описанию работы а.о.л.з., диапазон плавно управляемой задержки сигналов полностью определяется типом ΦYC и ее длиной *l*. Во всех случаях должно выполняться условие

$$l > x_0 = v\tau. \tag{2}$$

Из анализа формул (1) и (2) легко заключить, что для расширения диапазона плавно управляемой задержки сигналов необходимо использовать фотоупругую ячейку большой длины *l* и с малой скоростью распространения *v* упругой волны в материале ячейки. Ячейку большой длины (10–20 см) можно изготовить из стеклообразных фотоупругих материалов. С точки зрения малой скорости распространения упругой волны парателлурит TeO_2 считается наилучшим материалом для ΦYC . Скорость медленной сдвиговой волны в TeO_2 равна $\approx 616 \text{ м/c}$.

ЧАСТОТА СРЕЗА

Классический подход к определению верхней граничной частоты полосы рабочих частот (частоты среза) а.о.л.з. предполагает экспериментальное снятие ее амплитудно-частотной характеристики и нахождение искомого параметра по соответствующему графику. Однако можно использовать другой, менее трудоемкий метод и вычислить частоту среза а.о.л.з. по формуле

$$f_s = \ln(9)/(2\pi\tau_{\rm H}) = 0.35/\tau_{\rm H},$$
 (3)

где $\tau_{\rm H}$ — время нарастания переходной характеристики а.о.л.з.

Как правило, в а.о.л.з. используется слабое акустооптическое взаимодействие. Поэтому можно считать, что интенсивности падающего и отклоненного света связаны следующим примерным равенством [9]:

$$I_1(t) \approx I_0 \eta(t), \tag{4}$$

где $\eta(t)$ – дифракционная эффективность, которая определяется по формуле

$$\eta(t) = [\pi^2 M P_a(t) L] / (2\lambda^2 H).$$
(5)

На основе формул (4) и (5) можно написать следующее выражение для мощности отклоненного в первый порядок светового пучка с равномерным распределением интенсивности в пределах площади его поперечного сечения S_1 :

$$P_1(t) = S_1 I_1(t) = S_1 I_0 \eta(t) = S_1 \eta(t) P_0 / S_0,$$
(6)

где S_0 и $P_0 = S_0 I_0$ – соответственно площадь поперечного сечения и мощность падающего в апертуру *AOM* светового пучка.

При амплитудной модуляции колебаний ГВЧ напряженность электрического поля падающего

на фоточувствительную поверхность $\Phi \square$ оптического сигнала может быть представлена в виде

$$e(t) = E[1 + ms(t)]\cos(\omega - \Omega)t, \qquad (7)$$

где m — индекс амплитудной модуляции; $s(t) = u_{in}(t)/u_{in max}$ — нормированный входной сигнал — модулирующий процесс, который может меняться в пределах ± 1 ; $u_{in max}$ — максимальное значение входного сигнала.

Отметим, что, согласно формуле (7), частота отклоненного света меньше на величину Ω по сравнению с частотой падающего света ω , что обусловлено эффектом Доплера.

Для определенности примем, что в качестве $\Phi Д$ используется фотоэлектронный умножитель. Ввиду того что $\Phi Д$ реагирует на интенсивность света, пропорциональную $|e(t)|^2$, ток фотокатода $i_{\phi}(t)$ будет определяться выражением:

$$i_{\phi}(t) \sim E^{2}[1 + ms(t)]^{2} \cos^{2}(\omega - \Omega)t =$$

= 0.5E²[1 + 2ms(t) + m^{2}s^{2}(t)] {1 + \cos[2(\omega - \Omega)t]}. (8)

Коэффициент пропорциональности в (8) определяется как среднее значение тока фотокатода:

$$\overline{i_{\rm th}} = P_{\rm l} e \eta' / (h v), \qquad (9)$$

где $P_1/(hv)$ — число фотонов, которые падают на фоточувствительную поверхность $\Phi Д$ за 1 с; $h = 6.63 \cdot 10^{-34} \, \text{Дж} \cdot \text{с}$ — постоянная Планка; $e = 1.6 \times 10^{-19} \, \text{Кл}$ — заряд протона; η' — квантовый выход фотокатода (среднее число электронов, испускаемых фотокатодом при падении на него одного фотона).

Подставляя (9) в (8) получаем:

$$i_{\phi}(t) = (P_1/(hv))e\eta' \times \\ \times [1 + 2ms(t) + m^2 s^2(t)]\{1 + \cos[2(\omega - \Omega)t]\}.$$
(10)

Модулирующий процесс из (10) выделяется фильтром Φ , на выходе которого формируется ток

$$i_{out}(t) = 2Gme\eta' P_1 s(t) / (hv), \qquad (11)$$

где *G* – коэффициент усиления фотоэлектронного умножителя.

Следует выделить две области формирования тока на выходе Φ : область стационарного режима и область установления стационарного режима. В стационарном режиме мощность P_0 падающего в апертуру *AOM* светового пучка и отношение поперечных сечений падающего и отклоненного световых пучков S_1/S_0 постоянны, т.е. $P_0 = \text{const}$, $S_1/S_0 = \text{const}$. Поэтому временная зависимость $i_{\text{out}}(t)$ обусловлена только входным сигналом $u_{\text{in}}(t)$, т.е. модулирующим процессом s(t). При отсутствии модуляции, т.е. при s(t) = 0, определяемый соотношением (11) выходной ток Φ будет равен нулю: $i_{\text{out}}(t) = 0$.



Рис. 2. Проекция акустооптического взаимодействия в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка.

В контексте решаемой задачи процесс установления стационарного режима рассматривается при отсутствии модулирующего процесса, т.е. при s(t) = 0. При этом вид функциональной зависимости $S_1(t)$ определяется временем и характером вхождения упругой волны в световой пучок. В этих условиях процесс установления стационарного режима нормируется выражением

$$g(t) = S_1(t)/S_0.$$
 (12)

Отметим, что в данном случае S_0 – площадь поперечного сечения отклоненного светового пучка в стационарном режиме, т.е. наибольшее значение $S_1(t)$.

С учетом того, что *AOM* является широкополосным устройством (полоса пропускания составляет 40–60% от центральной частоты), функциональное выражение (12) может рассматриваться как переходная характеристика а.о.л.з. с прямым детектированием.

Прямоугольная аксонометрическая проекция взаимодействия упругого волнового пакета с лазерным пучком круглого поперечного сечения представлена на рис. 2. В акустооптическом взаимодействии участвует лишь та часть оптического пучка, которая находится в пределах площади поперечного сечения, равной

$$S_{1}(x) = \int_{x}^{x+v\tau_{i}} H'(x)dx \text{ при } x_{0} \leq x \leq x_{0} + d + v\tau_{i}, (13)$$

где

$$H'(x) = 2[d(x - x_0) - (x - x_0)^2]^{0.5}$$

при $x_0 \le x \le x_0 + d.$ (14)

Здесь H'(x) – длина линии взаимодействия переднего фронта упругого волнового пакета с лазерным пучком в плоскости x0z (см. рис. 2), x – текущая координата, x_0 – расстояние от $\Im A\Pi$ до точки акустооптического взаимодействия.

В области стационарного режима, т.е. при выполнении условия $x > x_0 + d$, площадь акустооптического взаимодействия будет иметь максимальное значение и определяться как:

$$S_{1}(x)|_{x=x_{0}+d} = S_{0} = \int_{x_{0}}^{x_{0}+d} H'(x) \, dx = 0.25\pi d^{2}.$$
 (15)

В выбранной системе отсчета текущая координата x связана с текущим временем t равенством x = vt. Поэтому соотношения (13) и (14) переносятся на временную плоскость в следующей форме:

$$S_{1}(t) = v \int_{\tau}^{t} H'(t) dt \quad при \quad \tau \le t \le \tau + d/v;$$

$$H'(t) = 2v \sqrt{\frac{d}{v}t} - t^2 \left[\sigma(t-\tau) - \sigma \left(t-\tau - \frac{d}{v}\right) \right]$$

при $\tau \le t \le \tau + d/v.$

На основе последних выражений конечное уравнение для площади поперечного сечения отклоненного светового пучка приобретает следующий вид:

$$S_{1}(t) = 2v^{2} \int_{\tau}^{t} \sqrt{\frac{d}{v}(t-\tau) - (t-\tau)^{2}} dt$$
(16)
при $\tau \le t \le \tau + d/v.$

Подставляя (15) и (16) в (12) получаем следующее выражение для переходной характеристики а.о.л.з. с прямым детектированием:

$$g(t) = \frac{4_V}{\pi d^2} \int_{\tau} H'(\xi) d\xi \quad при \quad \tau \le t \le \tau + \tau_0 \quad (17)$$

ИЛИ

$$g(t) = \frac{8}{\pi \tau_0^2} \int_{\tau}^{t} \sqrt{\tau_0 (\xi - \tau) - (\xi - \tau)^2} d\xi$$

при $\tau \le t \le \tau + \tau_0,$ (18)

где $\tau_0 = d/v$ — время установления стационарного режима.

Время нарастания $\tau_{\rm H}$ переходной характеристики определяется как время, в течение которого функция g(t) изменяется от 0.1 до 0.9 от своего максимального значения. В соответствии с этим определением на основе выражения (18) составим следующую систему уравнений для вычисления $\tau_{\rm H}$:

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

$$\frac{8}{\pi\tau_0^2} \int_{\tau}^{t_1} \sqrt{\tau_0(\xi - \tau) - (\xi - \tau)^2} d\xi = 0.1;$$

$$\frac{8}{\pi\tau_0^2} \int_{\tau}^{t_2} \sqrt{\tau_0(\xi - \tau) - (\xi - \tau)^2} d\xi = 0.9;$$

$$\tau_{\rm H} = t_2 - t_1.$$
(19)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Вычисленный по формуле (18) расчетный график переходной характеристики а.о.л.з. с параметрами $v = 3600 \text{ м/c}, d = 2.2 \text{ мм}, \tau = 0.5 \text{ мкс изоб$ ражен на рис. 3.

Время нарастания $\tau_{\rm H}$ переходной характеристики вычисляется по формулам (19), которые легко моделируются в среде Mathcad. Расчетное значение составило $\tau_{\rm H} = 0.419$ мкс и однозначно совпадает со значением, определяемым по графику на рис. 3.

Вычисленная по формуле (3) частота среза амплитудно-частотной характеристики а.о.л.з. составила $f_s = 835 \text{ к}\Gamma \mu$.

Численный анализ зависимостей времени нарастания от скорости распространения упругой волны в ΦVC при различных диаметрах светового пучка и от диаметра светового пучка при различных скоростях распространения упругой волны в ΦVC проведен по уравнениям (19). Результаты численного анализа представлены в виде графиков на рис. 4 и на рис. 5 соответственно.

Результаты вышеприведенного численного анализа параметров конкретного образца а.о.л.з. совпадают с данными графиков на рис. 4 и 5. Таким образом, данные графиков на рис. 4 и 5 могут быть использованы для оптимизации эксплуатационных параметров а.о.л.з. других типов.



Рис. 3. Расчетный график переходной характеристики а.о.л.з. с параметрами $v = 3600 \text{ м/c}, d = 2.2 \text{ мм}, \tau = 0.5 \text{ мкс.}$



Рис. 4. Зависимости времени нарастания переходной характеристики от скорости распространения упругой волны в ΦYC при двух значениях диаметра светового пучка.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ

Вышеприведенные интерпретации физических процессов в а.о.л.з. с прямым детектированием, установленные на их основе положения и результаты численного анализа апробированы экспериментально на макете установки, схема которой приведена на рис. 6. Прямоугольный импульс с заданными параметрами от генератора Γ 5-54 модулирует колебание высокочастотного генератора Γ 4-107 (работает в режиме внешней импульсной модуляции) и синхронизирует осциллограф MSO4052. Частота колебания генератора Γ 4-107 выбирается равной центральной частоте *AOM*, что в наших экспериментах составляет 80 МГц.

Осциллограммы напряжений на входе и выходе а.о.л.з. с прямым детектированием с параметрами $_V = 3600 \text{ м/c}, d = 2.2 \text{ мм}, \tau = 0.7 \text{ мкс приведе$ ны на рис. 7. Длительность входного импульса



Рис. 5. Зависимости времени нарастания переходной характеристики от диаметра светового пучка при двух значениях скорости распространения упругой волны в *ФУС*.



Рис. 6. Схема экспериментальной установки. *АОМ* – акустооптический модулятор.

(определяется по осциллограмме на уровне 0.5 от максимального значения) равна $\tau_i \approx 1.07$ мкс. Время нарастания, т.е. время, в течение которого напряжение на выходе изменяется от 0.1 до 0.9 от своего максимального значения, равно примерно 419 нс, что полностью совпадает с временем нарастания переходной характеристики на рис. 3. Осциллограмма 2 на рис. 76 в целом хорошо коррелирует с данными расчетных графиков на рис. 4 и 5. Небольшие отклонения обусловлены в основном неидеальностью входного воздействия и инерционностью нагрузочной цепи.

выводы

Представлены результаты оптимизации эксплуатационных параметров а.о.л.з., выполненной путем подбора ее конструктивных параметров: длины фотоупругой ячейки, скорости распространения упругой волны в ней и диаметра лазерного пучка. Исходя из заданных значений



Рис. 7. Осциллограммы импульсов на входе (*I*) и на выходе (*2*) а.о.л.з. с прямым детектированием с параметрами v = 3600 м/c, d = 2.2 мм, $\tau = 0.7 \text{ мкс}$. Масштаб: по вертикали – 2 В/деление (*I*), 500 мВ/деление (*2*); по горизонтали – 200 нс/деление.

диапазона плавно управляемой задержки сигналов и граничной частоты полосы пропускания а.о.л.з. выбраны тип фотоупругой среды и диаметр лазерного пучка. При этом следует учитывать, что расширение диапазона плавно управляемой задержки сигналов и повышение граничной частоты полосы пропускания обусловливают противоречивые требования к скорости распространения упругой волны в фотоупругой среде. Если в первом случае необходима низкая скорость распространения упругой волны, то во втором случае она должна быть максимально возможной. Ширина диапазона плавно управляемой задержки сигналов не зависит от диаметра светового пучка, который сильно влияет на граничную частоту полосы пропускания.

Путем несложных расчетов можно убедиться в том, что установленные закономерности, сформулированные утверждения и выводы также справедливы для а.о.л.з. гетеродинного типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shakin O.V., Nefedov V.G., Churkin P.A. // Prog. of Conf. "Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems". (St. Petersburg, Russia) St. Petersburg: State University of Aerospace Instrumentation, 2018. NOV 26–30. P. 340.

- Yushkov K.B., Molchanov V.Ya., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V. // Physical Review. 2017. V. 96. Iss. 4. № 043866. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.043866
- Schubert O., Eisele M., Crozatier V., Forget N., Kaplan D., Huber R. // Optics Letters. 2013. V. 38. P. 2907. https://doi.org/10.1364/OL.38.002907
- Chandezon J., Rampnoux J.-M., Dilhaire S., Audoin B., Guillet Y. // Optics Express. 2015. V. 23. P. 27011-27019. https://doi.org/10.1364/OE.23.027011
- Okon-Fafara M., Kawalec A.M., Witczak A. // Proc. of SPIE. 2019. V. 11055. https://doi.org/10.1117/12.2525032
- Diewald A.R., Steins M., Müller S. // Advances in Radio Science. 2018. V. 16. P. 203. https://doi.org/10.5194/ars-16-203-2018
- 7. Гасанов А.Р., Гасанов Р.А. // ПТЭ. 2017. № 5. С. 112. https://doi.org/10.7868/S0032816217050081
- Christofer C.D. Lasers and Electro-optics. Cambridge University Press, 2014. https://doi.org/10.1017/CBO9781139016629
- Lee J.N., van der Lugt A. // Proc. IEEE. 1989. V. 77. № 10. P. 158.

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 543.429.23

МОДЕРНИЗАЦИЯ СПЕКТРОМЕТРОВ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА BRUKER НА СОВРЕМЕННОЙ ЦИФРОВОЙ БАЗЕ

© 2021 г. С. В. Журенко^{а,*}, А. В. Ткачёв^а, А. В. Гунбин^а, А. А. Гиппиус^{а,b}

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинский просп., 53 ^b Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

*e-mail: Zhurenko@lebedev.ru Поступила в редакцию 23.09.2020 г. После доработки 13.10.2020 г. Принята к публикации 20.10.2020 г.

На основе спектрометра ядерного магнитного резонанса (я.м.р.) Bruker MSL-300 разработан способ модернизации спектрометров серий СХР, MSL и Avance-I путем их перевода на современную цифровую базу с заменой аналоговой обработки сигнала на цифровую при максимальном сохранении штатных радиочастотных компонентов. Модернизация подразумевает сохранение широкополосного 250-ваттного усилителя, радиочастотного синтезатора с диапазоном частот 0–250 МГц и узкополосного предусилителя при полном отказе от использования компьютера Aspect и штатной управляющей программы DISMSL. Изменению подвергаются устаревшие блоки формирования радиочастотных импульсов и регистрации сигнала. Это позволяет существенно повысить ремонтопригодность и надежность спектрометра и обеспечить его связь с современным компьютером. Сравнительные измерения отношения сигнал/шум для образцов Cu₂O на ядрах ⁶³Cu выявили повышение чувствительности новой схемы в 1.5 раза по сравнению с оригинальным я.м.р.-спектрометром. Вгиker MSL-300.

DOI: 10.31857/S0032816221020257

введение

Твердотельные спектрометры ядерного магнитного резонанса (я.м.р.) производства фирмы Bruker 80-90-х годов XX века (поколения СХР, MSL и Avance-I) широко распространены и используются во многих лабораториях я.м.р. до сих пор. Основным их преимуществом являются высококачественные магнитные системы с высокой однородностью поля (<0.5 ppm) и низким расходом криогенных жидкостей, который сопоставим с современными аналогами. Использованные высококачественные радиочастотные компоненты, такие как синтезаторы частоты Programmed Test Sources (PTS), усилители мощности и предусилители, отвечают всем современным требованиям я.м.р.-спектроскопии твердого тела. Стоит отметить, что магниты данных спектрометров, в отличие от современных аналогов, накладывают некоторые дополнительные требования к помешению из-за отсутствия систем активной компенсации рассеянного магнитного поля.

Главным же недостатком этих систем является работа под управлением э.в.м. Aspect-2000 или Aspect-3000, цифровая часть (включая аналого-

цифровой преобразователь (а.ц.п.)) и интерфейс которых безнадежно устарели. Также некоторые части этих э.в.м., в отличие от радиочастотной части спектрометра, характеризуются низкой надежностью и сложностью конструкции, что существенно затрудняет поиск запчастей и их ремонт силами лаборатории.

В данной статье на примере Bruker MSL-300 будет рассмотрен доступный способ модернизации я.м.р.-спектрометров данных поколений и их перевод на современную цифровую часть с максимальным сохранением исходных радиочастотных компонентов.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ СПЕКТРОМЕТРА BRUKER

Я.м.р.-спектрометры рассматриваемых поколений очень громоздки и имеют весьма сложную архитектуру [1].

Основным слабым местом данного спектрометра является э.в.м. Aspect-3000, построенная на закрытой устаревшей архитектуре, не совместимой с персональным компьютером, и имеющая интерфейс типа командной строки. Кроме того,



Рис. 1. Внешний вид платы управления и интерфейс программы W8BL USB PTS Interface [2].

радиочастотный модуль (RF-Unit), состоящий из блока модулятора радиочастотных импульсов, приемника и низкочастотных фильтров, также содержит очень сложные электронные схемы с использованием компонентов (микросхем), не производящихся уже более 15 лет. Это делает практически невозможным диагностику и ремонт таких спектрометров силами лаборатории. Также из-за использования интегрированных схем, произведенных по устаревшему технологическому процессу, энергоэффективность данных блоков очень низка, и энергопотребление я.м.р.спектрометра составляет 3-5 кВт, что не только устанавливает определенные требования на энергосеть лаборатории, но и требует мощной системы кондиционирования воздуха.

В связи с этим нами было принято решение отказаться от всех устаревших блоков, заменив их компактными современными промышленными радиочастотными блоками производства Mini-Circuits (CIIIA), Anzac (M/A-COM, CIIIA), HD Communications (CIIIA), Alan (CIIIA), DL Instruments (CША), MITEQ (CША), Pico Technology (Великобритания), Aktakom (Россия). Основными преимуществами данных блоков являются высокая надежность, низкий уровень шумов, низкое энергопотребление, а также исполнение в корпусе с 50-омными коаксиальными разъемами BNC или SMA, что существенно упрощает наладку и диагностику спектрометра. При этом остался задействованным ряд элементов исходного спектрометра Bruker MSL-300, которые отличаются надежностью и отличными радиотехническими характеристиками (см. ниже).

В качестве синтезатора частоты использован штатный синтезатор спектрометра Programmed Test Sources PTS-250 с диапазоном частот 0—250 МГц и стандартом стабильности частоты ОСХО. Технической особенностью в управлении этого синтезатора является нестандартный способ задания частоты через подачу TTL-сигнала на определенные контакты разъема Centronics 50-ріп по команде э.в.м. Aspect-3000. Для управления частотой синтезатора при помощи современного персонального компьютера существуют, как минимум, два решения: Spincore USB-PTS Interface и W8BL USB PTS Interface (рис. 1). В данной реализации спектрометра было решено использовать второй вариант [2] по причине существенно (более чем в 10 раз) более низкой стоимости.

Я.м.р.-спектрометр Bruker MSL-300 комплектовался широкополосным твердотельным усилителем мощностью 250 Вт, который работал в качестве предварительного каскада для мощного (4 кВт) узкополосного лампового усилителя мощности. Но как показала практика, мощности 250 Вт достаточно для большинства задач я.м.р. твердого тела, а широкополосность этого усилителя значительно повышает удобство работы. Данный усилитель мощности, несмотря на "возраст", имеет очень хорошие показатели скорости включения после сигнала *blanc* (≤100 нс), высокую степень линейности и очень резкие фронты на выходе.

Несмотря на технические характеристики, соответствующие современным требованиям я.м.р. твердого тела, усилитель нуждается в модернизации для запуска без участия э.в.м. Aspect-3000. Радиочастотные импульсы с модулятора подаются (рис. 2) на разъем RF IN (\mathbb{N} 53), бланкирующие импульсы подаются на разъем SPF 1 (\mathbb{N} 58), контролировать прямой и отраженный сигнал можно осциллографом с разъемов F (\mathbb{N} 56) и R (\mathbb{N} 57), соответственно, выход усилителя разъем RF OUT (\mathbb{N} 52).

Для включения в режим усилителя на X-ядрах (режим XL) на управляющий разъем CONTROL (№ 51) Amphenol C091A T 3475 на контакт 5 необходимо подключить землю (gnd), на контакт 1 - +28 В, на контакт 3 - +24 В, на контакт 2 - общий минус (рис. 3а). Для этого удобно использовать регулируемый блок питания консоли Low Voltage Power Supply [1].

В состав предусилителей я.м.р.-спектрометров Вruker поколения СХР и MSL входит набор сменных блоков HR (High Resolution) и HP (High Power). Предусилитель питается напряжением 15 В, подающимся между контактами T (+) и W (gnd)



Рис. 2. Задняя панель усилителя мощности Bruker MSL-300.

оригинального разъема (рис. 3б). По умолчанию предусилитель включен в режиме High (усиление 70 дБ). Переключение в режим Low (50 дБ) осуществляется подачей +15 В на контакт V контролирующего разъема, но в связи со спецификой я.м.р. твердого тела целесообразно использовать предусилитель только в режиме High. Для удобства использования оригинальный разъем был демонтирован и заменен: выход предусилителя подается на разъем BNC, а питание подается по стандартному двухпиновому разъему. Во избежание случайного отключения питания авторами был использован разъем Lemo. Блоки HP (рис. 4а) и HR (рис. 4б) представляют собой схему, состоящую из четвертьволновой развязки $\lambda/4$, реализованной набором индуктивностей и емкостей, встречно-включенных диодов 1N4448 на линии передатчика и на землю.

Данный предусилитель по своим характеристикам сопоставим с предусилителями на основе широкополосных усилителей класса МІТЕQ AU-1466, применяемыми в современных твердотельных спектрометрах Тестад, в соотношении сигнал/шум и выигрывает во времени парализации (≤3 мкс против ~9 мкс). Однако минусом данного решения является достаточно узкая частотная полоса усиления, что создает необходимость подстраивать предусилитель при существенном изменении частоты (более 10%).

Для настройки такого предусилителя его выход подключается к осциллографу, а на вход подается гармонический сигнал амплитудой несколько милливольт. Обычно источником данного сигнала служит синтезатор частоты, подключенный через аттенюатор – 30...–40 дБ. Регулировкой предусилителя добиваются максимальной амплитуды и минимального отклонения от синусоидальной формы сигнала на экране осциллографа в нужном частотном диапазоне.

УСТРОЙСТВО МОДЕРНИЗИРОВАННОГО Я.М.Р.-СПЕКТРОМЕТРА

Блок-схема модернизированного спектрометра представлена на рис. 5. Она включает как упомянутые в предыдущем разделе компоненты исходного спектрометра Bruker MSL-300, так и новую элементную базу, описанную ниже.

Генератором TTL-импульсов служит цифровой генератор слова Aktakom AHP-3516. Существенным недостатком данного устройства явля-



Рис. 3. а – расположение контактов управляющего разъема Amphenol C091A T 3475 усилителя мощности; **б** – подключение разъема предусилителя Bruker MSL-300 [1].



Рис. 4. Схема блоков HP (а) и HR (б) [1].



Рис. 5. Блок-схема реализации я.м.р.-спектрометра.

ется достаточно малая максимальная длина инструкции (262144 выборки, без возможности зациклить часть инструкции), ограничивающая длительность импульсной последовательности. При характерной частоте генератора 2.5 МГц это соответствует ≈ 105 мс, однако работа прибора замедляется, уже начиная с длительности команды порядка 10 мс. Такое ограничение затрудняет измерения длинных времен релаксации T_1 и T_2 , а также проведение экспериментов с длительными импульсными последовательности.

Модулятор (Modulator) построен на базе промышленных TTL-переключателей Mini-Circuits ZYSW-2-50DR, однако их скорости переключения и степени изоляции не хватает для создания достаточно качественных фронтов импульсов, поэтому применена схема из двух последовательно включенных переключателей. Для большинства задач достаточно схемы фазовой циклизации по двум импульсным последовательностям (с фазой первого $\pi/2$ -импульса 0° и 180°) [3], для ее реализации используется разветвитель фаз на 0° и 180° Mini-Circuits ZFSCJ-2-1. В случае необходимости для усиления ослабленного разветвителями сигнала с синтезатора может использоваться дополнительный широкополосный усилитель 6— 8 дБ. Настройка амплитуды выходного сигнала производится путем ослабления сигнала с синтезатора регулируемым аттенюатором с шагом 0.1 дБ в диапазоне 0–70 дБ (рис. 5).

Приемник (Receiver) также базируется на промышленных компонентах Mini-Circuits. На входе приемника стоит регулируемый аттенюатор 0–69 дБ с шагом 1 дБ на случай очень интенсивного сигнала, который может вызвать перегрузку других компонентов приемника и их некорректную работу. В первую очередь это касается частотных смесителей Mini-Circuits ZFM-1H, для которых предельная входная мощность составляет 200 мВт (13 дБм), что соответствует амплитуде ≈1.4 В. У всех остальных компонентов приемника (Power Splitter, RF switch) максимальная входная мощность составляет 1 Вт.

После аттенюатора сигнал дополнительно усиливается малошумящим усилителем MITEO AU-1579 1-200 МГц с усилением 35 дБ. Для возможности использования спектрометра без аналоговых преобразований, например в режиме прямого цифрового квадратурного детектирования, предусмотрен выход сигнала после данного усилителя. Усиленный сигнал после разветвителя Mini-Circuits ZFSC-2-1W поступает на частотные смесители Mini-Circuits ZFM-1H, где умножается на синус от синтезатора, прошедший через расщепитель фаз Anzac JH-131 с выходами 0° и 90° , формируя действительную (Re) и мнимую (Im) часть сигнала. Далее каждая составляющая сигнала поступает на фильтр низкой частоты Mini-Circuits BLP-5 (5 МГц). Дополнительно на выходе приемника стоят регулируемые активные фильтры низкой частоты DL Instruments 4302.

В приемнике не используется переворот фазы на 180°, в случае использования фазовой циклизации данная операция выполняется математически после оцифровки сигнала.

Сигнал оцифровывается на осциллографе производства Рісо Тесhnology, модель РісоScope 5242D. Преимуществами данного а.ц.п. является быстрый интерфейс USB 3.0, благодаря чему достигается минимальный период повторений D0 \approx 40 мс, высокое вертикальное разрешение 15 бит в двухканальном режиме и достаточно высокая частота оцифровки f=125 Мвыборок/с, позволяющая оцифровывать сигналы до 60 МГц без участия вышеописанного приемника в режиме прямого цифрового квадратурного детектирования.

Программное управление разработано на основе системы визуального программирования National Instruments LabVIEW (версия 2012). В данной программе реализованы два режима работы приемника: 1. Аналоговый: на вход а.ц.п. подается действительная и мнимая часть сигнала с выходов регулируемых низкочастотных фильтров DL Instruments 4302. Частотный диапазон такой схемы ограничен максимальной частотой синтезатора частоты и радиочастотных блоков, из которых состоят приемник и модулятор. В данной реализации частотный диапазон ограничен блоком разветвителя фаз Anzac JH-131 и составляет 20—200 МГц. Для работы спектрометра ниже 20 МГц необходимо использовать цифровой режим квадратурного детектирования.

2. Цифровой (лля частот ниже 60 МГп): на олин вход а.ц.п. подается сигнал сразу после дополнительного усилителя на входе приемника (MITEQ AU-1579), а на второй – опорный сигнал с синтезатора частоты. Квадратурное детектирование осуществляется умножением исходного сигнала на оцифрованный синус с синтезатора частоты и на рассчитанный на его основе косинус. Процедура получения косинуса описана в [4], в ее основе лежит смещение исходного массива оцифрованного синуса $sin(\omega t)$ на *n* точек, что эквивалентно добавлению постоянного угла $\phi = \omega n/f$, а затем применение простой формулы синуса суммы углов $sin(\omega t + \phi) =$ $= \sin(\omega t)\cos\varphi + \cos(\omega t)\sin\varphi$. При этом стоит обратить внимание, что если фиксировать число точек n, то при некоторых частотах ω значение sin ϕ может быть очень мало или вовсе оказаться равным нулю, что приведет к ошибкам в расчетах. Поэтому в текущей реализации *и* варьируется так, чтобы угол ϕ составлял бы около $\pi/3$.

Переключение между аналоговым и цифровым режимами осуществляется в программе переключателем Analog Mode – Digital Mode (рис. 6).

Слева в окне управляющей программы расположены блоки управления спектрометра. Блок программирования TTL-генератора Aktakom AHP-3516 используется для задания импульсной последовательности. Блок управления а.ц.п. PicoScope 5242D определяет все параметры работы а.ц.п., в частности частоту дискретизации, задаваемую временным отрезком между соседними точками а.ц.п. (данное аппаратное решение поддерживает времена, кратные 8 нс), и чувствительность а.ц.п. в форме максимального входного напряжения в вольтах. Блок настройки параметров обработки сигнала содержит частоту математического низкочастотного фильтра Баттерворта, пределы интегрирования (Ls и Rs), параметры комплексного фурье-преобразования сигнала: координаты центра эха, ширина окна, шаг по частоте, показатель сглаживающей экспоненты.

На основном рабочем экране (слева вверху) отображается результат накопления сигнала: действительная и мнимая части, а также магнитуда сигнала (корень из суммы квадратов действительной и мнимой части). На втором экране (справа вверху) отображается результат фурье-преобразо-



Рис. 6. Интерфейс программы спектрометра.

вания после накопления, начиная от положения, задаваемого параметром echo center. На четырех небольших экранах внизу отображается (слева направо): ширина на полувысоте (FWHM); интеграл сигнала спинового эха в пределах Ls – Rs; соотношение сигнал/шум, определяемое как отношение интеграла сигнала к интегралу шумов в конце временного окна в одинаковом временном промежутке Ls – Rs; я.м.р.-спектр, полученный методом суммирования фурье-образов [5–8].

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО И ИСХОДНОГО Я.М.Р.-СПЕКТРОМЕТРОВ

Для оценки соотношения сигнал/шум данной реализации была проведена серия экспериментов я.к.р. (ядерного квадрупольного резонанса) при комнатной температуре на ядрах ⁶³Cu на частоте 26.0 МГц как на чистом образце Cu₂O, так и на образцах Cu₂O массой 185 мг и 93.3 мг, разбавленных NaCl в соотношении 1 : 10 и 1 : 20 по массе, соответственно. Эксперимент проводился в стандартном твердотельном датчике Bruker Z32v HP в оригинальной катушке на оригинальном я.м.р.- спектрометре Bruker MSL-300 и на описанном выше спектрометре. Длительность $\pi/2$ -импульса составляла 5 мкс, π -импульса — 10 мкс, расстояние между импульсами равнялось 50 мкс, наполняющая частота импульсов составляла 26.0 МГц,

мощность подбиралась по максимуму интеграла спинового эха.

Для оценки соотношения сигнал/шум брался интеграл магнитуды спинового эха и интеграл такого же временного окна в конце окна оцифровки, что соответствовало шумовому уровню. Результаты приведены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, полученное отношение сигнал/шум модернизированного спектрометра в 1.5 раза выше, чем для оригинального я.м.р.спектрометра Bruker MSL-300. Разница становится особенно заметна для слабых сигналов в сильно разбавленных образцах. Несмотря на преимущества цифрового режима квадратурного детектирования, такие как исключение потенциальных погрешностей работы расшепителя фаз и неидентичность ортогональных каналов регистрации во всем диапазоне рабочих частот [4], он не продемонстрировал явного превосходства в показателях сигнал/шум. Это связано с высоким качеством используемых аналоговых компонентов и проведением эксперимента в их характерном рабочем диапазоне (выше 20 МГц).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере Bruker MSL-300 продемонстрирована возможность бюджетной модернизации я.м.р.-спектрометров серий CXP, MSL и Avance-I с использованием современной элементной базы. Модернизированная версия спектрометра позво-

Opposet	Инсто наконтоний	Модернизирован	Original Bruker MSL 300	
Образец	тисло накоплении	Analog mode	ый спектрометр Digital mode 61.1 86.9 3.5 4.9 7.5 11.1 19.0 2.4 2.8 3.6 6.0 7.8 10.6	Oliginal bluker WSE-500
Cu O	50	65.5	61.1	38.8
Cu ₂ O	100	86.5	86.9	50.5
	50	4.6	3.5	2.9
	100	5.4	4.9	5.1
Cu ₂ O/NaCl 1:10	200	7.2	7.5	4.0
	500	11.6	11.1	7.5
	1000	17.7	19.0	14.7
	50	2.2	2.4	1.5
	100	3.1	2.8	2.0
$C_{11} O / N_0 C_{11} 1.20$	200	3.9	3.6	3.2
Cu ₂ O/NaCI 1.20	500	5.7	6.0	4.7
	1000	9.3	7.8	5.9
	2000	11.7	10.6	6.7

Таблица 1. Соотношения сигнал/шум в экспериментах я.к.р. на ⁶³Си в различных образцах и на различных спектрометрах

ляет решать большинство задач твердотельного я.м.р. Стоимость такой модернизации на момент написания статьи составляет около 4000\$, что на порядок дешевле самых доступных современных коммерческих твердотельных я.м.р.-спектрометров, таких как TecMag Scout.

При этом реализованная схема обладает высокой ремонтопригодностью, поскольку, с одной стороны, состоит из серийных легкодоступных на рынке компонентов, с другой — каждый отдельный ее блок может быть легко извлечен, протестирован и, при необходимости, заменен. Управление модернизированным спектрометром осуществляется персональным компьютером посредством современного программного обеспечения, написанного в программной среде LabVIEW, что дает большую гибкость в настройках эксперимента и обработке его результатов.

Модернизированный спектрометр демонстрирует существенно, в 1.5 раза, более высокое соотношение сигнал/шум по сравнению с оригинальным MSL-300. Таким образом, приведенный способ модернизации старых спектрометров Bruker представляется в достаточной степени оправданным и целесообразным практически.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив выражает благодарность О.М. Вяселеву за проведение серии сравнительных экспериментов на я.м.р.-спектрометре Bruker MSL-300 оригинальной конструкции.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ-БРИКС № 17-52-80036.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Bruker MSL-300 Manual. Spectrospin-Bruker GmbH. Rheinstetten, Germany. 1986.
- USB Interface for PTS Synthesizers. W8BL/Bird RF Power Meters. Educational Technologies. http://www.w8bl.com/projects
- 3. *Zhang S., Wu X., Mehring M.* // Chem. Phys. Lett. 1990. V. 173. № 5–6. P. 481. https://doi.org/10.1016/0009-2614(90)87239-N
- Alakshin E.M., Gazizulin R.R., Klochkov A.V., Kuzmin V.V., Sabitova A.M., Safin T.R., Tagirov M.S. // Magn. Reson. Solids. Electron. J. 2013. V. 15. № 1. P. 13104-1.
- Мухамедшин И.Р. Исследование натриевых кобальтатов Na_xCoO₂ методами ЯМР, ЯКР и мюонной спектроскопии. Казанский (Приволжский) федеральный университет, 2019.
- Bussandri P., Zuriaga M.J. // J. Magn. Reson. 1998.
 V. 131. № 2. P. 224. https://doi.org/10.1006/jmre.1998.1363
- Clark W.G., Hanson M.E., Lefloch F., Ségransan P. // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. № 3. P. 2453. https://doi.org/10.1063/1.1145643
- Tong Y.Y. // J. Magn. Reson. Ser. A. 1996. V. 119. № 1. P. 22. https://doi.org/10.1006/jmra.1996.0047

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 537.312.62

МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ РАДИОСПЕКТРОМЕТРА ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАСА

© 2021 г. Н. В. Таряник^{*a*}, Д. В. Варюхин^{*a*}, А. Я. Лаптиенко^{*a*}, Д. О. Федюк^{*a*},*

^а Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина Украина, 83114, Донецк, ул. Р. Люксембуре, 72 *e-mail: fediukoleg@yandex.ua Поступила в редакцию 23.09.2020 г. После доработки 21.10.2020 г. Принята к публикации 22.10.2020 г.

Приведены результаты разработки двух сверхпроводниковых магнитных систем для спектрометра электронного парамагнитного резонанса, создающих в центральной зоне диаметром до 100 мм магнитное поле с индукцией 7 Тл, однородностью ~ 10^{-6} отн. ед. в 1 см³ объема и нестабильностью ~ $10^{-7}-10^{-8}$ отн. ед./ч. В состав сверхпроводниковой магнитной системы входят соленоид, обмотка развертки и обмотки компенсации осевых и радиальных градиентов магнитного поля. Максимальная эффективность (до 90%) ввода поля развертки в замкнутый соленоид достигается, когда взаимная индуктивность соленоида и обмотки развертки стремится к нулю.

DOI: 10.31857/S0032816221020233

Расчету сверхпроводниковых соленоидов (с.п.с.) с однородным магнитным полем посвящено много работ [1, 2]. Ранее нами была разработана сверхпроводниковая магнитная система (с.м.с.), состоящая из с.п.с. и обмотки развертки. Система предназначена для возбуждения магнитного поля с индукцией до 7 Тл и однородностью $\sim 10^{-5}$ отн. ед. на 1 см вдоль оси [3]. Обмотка развертки установлена в рабочем отверстии с.п.с. и позволяет разворачивать поле амплитудой до ±0.1 Тл. Сверхпроводниковая магнитная система использована в радиоспектрометре ЭПР5-04. Однородность магнитного поля для системы [3] приведена только вдоль оси соленоида, в то время как в исследованиях требуется знание однородности в объеме образца, например 1 см³, которая всегда хуже, чем вдоль оси за счет нескомпенсированных радиальных градиентов поля. Кроме того, диаметр рабочего отверстия с.м.с. (по обмотке развертки) равен всего лишь 35 мм, что ограничивает возможности ее применения.

Цель данной работы — разработка с.м.с. с повышенной до уровня ~10⁻⁶ отн. ед. в 1 см³ объема однородностью поля и увеличенным до 100 мм диаметром рабочего отверстия, а также разработка обмотки развертки с высокой эффективностью ввода поля развертки в замкнутый соленоид. Для этого последовательно были разработаны две с.м.с.

Первая с.м.с. с диаметром рабочего отверстия (по обмотке развертки) 70 мм состоит из 3-секци-

онного с.п.с., обмотки развертки и обмоток компенсации осевых (dH/dz, d^2H/dz^2) и радиальных (dH/dx, dH/dy) градиентов магнитного поля.

Первые две секции с.п.с. изготовлены по бескаркасной технологии с использованием эпоксидной смолы. Первая секция с диаметром внутреннего отверстия 82 мм, наружным диаметром 108.5 мм и длиной 240 мм изготовлена из проводов диаметром 0.7 и 0.5 мм с общим числом витков 8794. В обмотке выполнен внутренний корректирующий паз длиной 82.5 мм и глубиной в два слоя провода диаметром 0.7 мм. Вторая секция с диаметром отверстия 115 мм, наружным диаметром 138 мм и длиной 240 мм намотана проводом диаметром 0.5 мм и содержит 8668 витков. Третья секция намотана на каркас, имеет диаметр отверстия 147.5 мм, наружный диаметр 156.5 мм и длину 240 мм. Секция изготовлена из провода диаметром 0.5 мм с числом витков 1760 и выполнена в виде двух восьмислойных обмоток с зазором между ними 118 мм. Секции соленоида изготовлены из провода сплава HT-50.

Обмотка развертки намотана на отдельном каркасе и имеет диаметр внутреннего отверстия 73 мм, наружный диаметр 79.5 мм, длину 160 мм и установлена в отверстии соленоида. Она содержит шесть слоев провода диаметром 0.5 мм, а для улучшения однородности поля в обмотке выполнен наружный паз длиной 79 мм и глубиной в



Рис. 1. Распределение индукции магнитного поля соленоида вдоль оси Z: 1 – исходное, 2 – после намотки дополнительных витков, 3 – суммарное поле соленоида и обмотки развертки при токе в ней 8 А.

один слой. Магнитная постоянная обмотки развертки 0.012 Тл/А.

Обмотки компенсации осевых и радиальных градиентов магнитного поля рассчитаны, согласно [4]. Так, обмотка градиента поля dH/dz выполнена в виле двух встречно включенных однослойных обмоток по 20 витков каждая, а обмотка $d^{2}H/dz^{2}$ – в виде двух пар катушек, из которых внутренняя пара включена встречно внешней. Число витков в каждой катушке внутренней пары 50, внешней пары – 100. Обмотки радиальных градиентов поля dH/dx, dH/dy одинаковы и содержат по четыре однослойные седлообразные катушки, установленные на внешней цилиндрической поверхности соленоида. Обмотка градиента поля dH/dx развернута относительно обмотки dH/dv на 90°. Число витков в каждой катушке равно 25. Обмотки компенсации градиентов поля изготовлены из сверхпроводника диаметром 0.38 мм.

К выводам с.п.с., обмотки развертки и обмоток компенсации градиентов поля подсоединены сверхпроводниковые ключи, а соединительные контакты выполнены холодной сваркой сверхпроводников.

Рабочее значение индукции поля 6.0 Тл достигалось при токе 69 А. Магнитное поле измеряли датчиком автодинного магнитометра на основе ядерного магнитного резонанса (я.м.р.), а его распределение вдоль оси Z с.п.с. представлено на рис. 1. Исходная однородность поля (кривая I) составила $2 \cdot 10^{-4}$ отн. ед. на 1 см и была обусловлена линейным градиентом поля вдоль оси соленоида. Намотка дополнительных 14-ти витков в третьей секции со стороны меньшего поля позволила повысить однородность поля вдоль оси более чем на порядок (кривая 2), а однородность поля в объеме 1 см³ составила $1.5 \cdot 10^{-5}$ отн. ед. Кривая *3* характеризует распределение суммарного поля соленоида и поля обмотки развертки индукцией 0.05 Тл. Согласно ходу кривой, поле обмотки развертки не ухудшает однородность поля с.п.с.

Настройка высокой однородности поля осуществлялась с помощью обмоток компенсации осевых и радиальных градиентов и контролировалась по ширине сигнала я.м.р. Датчик магнитометра с тяжелой водой D_2O устанавливался в "теплом пальце", который размещался в отверстии с.п.с. Однородность поля в объеме 1 см³ составила ~ $2 \cdot 10^{-6}$ отн. ед., что соответствовало ширине сигнала я.м.р. на ядрах дейтерия ~80 Гц при резонансной частоте 39.2 МГц.

Степень проникновения магнитного поля обмотки развертки в замкнутый ключом с.п.с. составила не более 50%, остальная его часть экранировалась соленоидом. Это потребовало разработки новой конструкции обмотки развертки, что и было реализовано при создании второй с.м.с.

Отличительной особенностью второй с.м.с. является увеличенный до 101 мм диаметр рабочего отверстия и возросшее до 7 Тл значение индукции поля. Увеличение диаметра отверстия с.м.с. связано с необходимостью размещения в нем гелиевого криостата с внешним диаметром 100 мм, который предназначен для создания на исследуемом объекте температуры ~1 К.

В состав данной с.м.с. входят те же обмотки, что и в первую. Трехсекционный соленоид имеет диаметр внутреннего отверстия 105.4 мм, наружный 172.5 мм и длину 300 мм. Первая секция намотана проводом диаметром 0.7 мм, вторая — проводами диаметром 0.7 и 0.5 мм, третья — проводом диаметром 0.5 мм сплава HT-50. В третьей секции выполнен наружный корректирующий паз.

Для повышения эффективности ввода поля развертки в замкнутый соленоид исследовано несколько конструкций обмотки развертки и места их расположения. Расчеты показали, что при размещении обмотки развертки, выполненной в виде одиночной катушки, снаружи с.п.с. степень проникновения поля развертки в замкнутый с.п.с. $\leq 15\%$, а при размещении ее в отверстии соленоида — $\leq 45\%$ и обусловлена сильной индуктивной связью с с.п.с. Исследования показали, что для уменьшения индуктивной связи часть витков обмотки развертки должна быть включена встречно остальной части.

Выражение, связывающее внешнее поле B_0 и поле B, которое проникает в замкнутый с.п.с., имеет вид

$$B = B_0 \left[1 - \frac{MC_c}{L_c C_p} \right],\tag{1}$$

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

где L_c — индуктивность с.п.с.; C_c , C_p — магнитные постоянные с.п.с. и обмотки развертки соответственно; M — взаимная индуктивность между ними. Из выражения следует, что максимальная степень проникновения поля развертки с.п.с. достигается, когда взаимная индуктивность стремится к нулю.

Разработанная с учетом этого требования обмотка развертки выполнена составной из трех катушек: средней — основной и двух крайних — компенсирующих, включенных встречно средней. Диаметр внутреннего отверстия обмотки развертки равен 101.5 мм, наружный — 105.0 мм. Длина средней катушки 150 мм, крайних — по 60 мм, зазор между средней и крайними катушками 15 мм. Для повышения однородности поля развертки в средней катушке выполнен внутренний паз длиной 98 мм. Число витков в средней катушке 998, в крайних по 602. Обмотка развертки намотана сверхпроводником диаметром 0.38 мм и установлена в отверстии с.п.с. Магнитная постоянная обмотки составила 0.0063 Тл/А.

Исследования показали, что степень проникновения поля развертки в замкнутый соленоид составила 92%.

При испытаниях с.п.с. наблюдалась "тренировка" критического тока: первый переход в нормальное состояние произошел при 82 A, второй – при 97.5 A. Затем в соленоид был веден ток 102.3 A, при котором индукция поля составила 7.1 Тл. После небольшой доработки соленоида однородность поля равнялась $5 \cdot 10^{-6}$ отн. ед. на 1 см вдоль оси Z и $1.5 \cdot 10^{-5}$ отн. ед. в объеме 1 см³. Включение тока в обмотки компенсации, в первую очередь радиальных градиентов поля до $2 \cdot 10^{-6}$ отн. ед. в объеме 1 см³. Ток в обмотках dH/dx, dH/dy не превышал 9 A, а в обмотках dH/dz, $d^2H/dz^2 - 3$ A.

Нестабильность магнитного поля обеих с.м.с. в замкнутом режиме составила не более $10^{-7}-10^{-8}$ отн. ед./ч и обеспечивалась выполнением соединительных контактов холодной сваркой сверхпроводников [5].

Внешний вид второй с.м.с. приведен на рис. 2.

Сверхпроводниковые магнитные системы разработаны в рамках совместных проектов (договор № 36-06 от 01.11.2006 г. и № 11-10 от 30.11.2010 г.) ДонФТИ им. А.А. Галкина, г. Донецк, Украина и Физической лаборатории "Вихури" департамента физики и астрономии университета г. Турку, Финляндия, где они успешно функционируют в составе радиоспектрометров электронного парамагнитного резонанса.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Рис. 2. Внешний вид второй с.м.с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Сухой В.В. // ВАНТ. Серия: Общая и ядерная физика. Харьков: ХФТИ АН УССР, 1983. Вып. 2. № 23. С. 53.
- 2. *Монтгомери Д*. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. М.: Мир, 1971.
- 3. Курочкин В.И., Лаптиенко А.Я., Таряник Н.В., Сухой В.В., Шапаренко В.В. // ПТЭ. 1982. № 6. С. 154.
- 4. Назаров В.Б., Забродин В.А., Краинский И.С., Гальперин Л.Н. // ПТЭ. 1971. № 5. С. 208.
- Лаптиенко А.Я., Похилов В.А. // ВАНТ. Серия: Общая и ядерная физика. Харьков: ХФТИ АН УССР, 1986. Вып. 2. № 6. С. 27.



_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 539.1.074+544.541+544.542.122

ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

© 2021 г. Н. Л. Алукер^{*a*,*}, А. С. Артамонов^{*b*,**}, М. Herrmann^{*c*,***}

^a Кемеровский государственный университет Россия, 650000, Кемерово, ул. Красная, 6 ^b Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31 ^c Department of Meteorology and Atmospheric Science The Pennsylvania State University University Park, PA 16802, United States *e-mail: naluker@gmail.com **e-mail: asartamonov I@mephi.ru ***e-mail: maria.herrmann@psu.edu Поступила в редакцию 10.11.2020 г. После доработки 22.11.2020 г. Принята к публикации 24.11.2020 г.

Обосновано использование термолюминесцентных детекторов ионизирующего излучения ТЛД-К, изготавливаемых из аморфного материала на основе стекла, для контроля излучений высокой плотности и интенсивности, т.е. до доз 1 кГр по рабочему дозиметрическому пику, при мощностях дозы до 10¹¹ Гр/с.

DOI: 10.31857/S0032816221020269

1. ВВЕДЕНИЕ

Фундаментальной проблемой при регистрации ионизирующих излучений (и.и.) является дозиметрия коротких импульсов, обеспечивающих высокие плотности возбуждения (мощности дозы) и соответственно дозы [1-4]. В основе этой сложной и не нашедшей до настоящего времени решения проблемы лежит следующее. Вероятность рекомбинации создаваемых импульсом возбуждения носителей заряда в общем случае подчиняется бимолекулярной кинетике, т.е. пропорциональна произведению концентраций рекомбинирующих партнеров [4, 5]. В случае твердотельных детекторов рекомбинирующими партнерами являются зонные, релаксированные или захватившиеся на дефекты или примеси электроны и дырки [4, 5]. При равенстве концентраций носителей заряда, что обычно реализуется при высоких плотностях возбуждения, вероятность рекомбинации оказывается пропорциональной квадрату концентрации созданных электроннодырочных пар. Это приводит к тому, что в мощных полях и.и. кинетика процесса бимолекулярная и практически все типы детекторов оказываются нелинейными [6–9]. Вторая причина нелинейности связана с эффектами насыщения. Она до конца не выяснена, обусловлена, вероятно, малым разлетом первичных носителей заряда при

их больших концентрациях, их безызлучательной рекомбинацией, т.е. невозможностью создания большой концентрации раздельно локализованных электронов и дырок [4, 5].

Совместное действие этих двух факторов приводит к тому, что дозиметрия мощных импульсных пучков, в первую очередь мощных импульсов электронных ускорителей, остается проблематичной.

В чистых щелочно-галоидных кристаллах и ряде других активированных дозиметрических системах разделение зарядов осуществляется за счет разных пробегов электронов и дырок до захвата. В кинетике могут наблюдаться процессы первого, второго и промежуточного характера, что приводит к сложной зависимости интенсивности термолюминесценции (т.л.) от дозы [5]. При низких плотностях возбуждения, до доз 0.5 Гр, часто достигается линейная зависимость интенсивности т.л. от дозы облучения, далее может наблюдаться сверхлинейность и выход на насыщение [5–9]. Поэтому в основном т.л.-детекторы применяются для регистрации дозовых нагрузок до 0.5 Гр [10–13].

Если конечной стадией возбуждения при рекомбинации является внутрицентровый переход (возбуждение примеси), то может наблюдаться чисто мономолекулярная кинетика процесса. Ес-

	1
Гаолина	1.

Технические характеристики	Данные испытаний
Температура максимума основного пика термовысвечивания при скорости нагрева 4 К/с	$440 \pm 5 \text{ K}$
Размеры детектора, мм	$(3 \times 3) \pm 0.05$
Толщина детектора, мм	0.5 ± 0.01
Масса детектора, мг	11 ± 0.2
Диапазон линейности доз по основному дозиметрическому пику, Гр	$10^{-4} - 10^{3}$
Эффективный атомный номер	12.8
Летучесть материала при нагреве	Отсутствует
Отношение чувствительности детектора в области рентгеновского излучения с эффектив- ной энергией 30 кэВ к чувствительности при облучении ⁶⁰ Со	≤5
Высокая механическая прочность и химическая стойкость к воздействию агрессивных сред	+
Низкая растворимость в воде, возможность подвергаться стерилизации при медицинских исследованиях	+

ли ловушки расположены по соседству с центром люминесценции, а пробеги первичных носителей до захвата невелики (высокие интенсивности), тогда система (центр + ловушка) может рассматриваться как независимая, что также приводит к кинетике рекомбинации первого порядка [5].

Для аморфных материалов с сохранением только ближнего порядка (стекла) удается достигнуть линейности интенсивности т.л. от дозы облучения в более широком диапазоне, чем для кристаллов [14–19]. Следовательно, в качестве перспективных детекторов импульсного и.и. высокой плотности и интенсивности могут рассматриваться именно стекла [14–19].

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований т.л.-детекторов излучения (ТЛД-К), изготовленных из материала на основе стекла и обеспечивающих линейную зависимость интенсивности т.л. от дозы облучения в широком дозовом диапазоне при разных плотностях и типах возбуждения [15, 17, 18].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Характеристики детекторов и считывающего оборудования. Характеристики облучения при аттестационных испытаниях

Отличительной особенностью детекторов ТЛД-К является чрезвычайно широкий диапазон линейности дозовой характеристики при определении доз от 10^{-4} Гр до 1 кГр [16, 17]. Современная отечественная т.л.-аппаратура без использования регулировки напряжения на фотоэлектронных умножителях не обеспечивает такой большой диапазон изменения интенсивностей. В связи с этим рассматриваются два варианта применения детекторов: первый — для индивидуального дозиметрического контроля и контроля окружающей среды, включая контроль в диагностической ме-

дицине (при дозах от 10^{-4} до 1 Гр); второй — для регистрации больших доз, включая определение поглощенных доз при импульсных воздействиях высокой плотности и интенсивности (0.1 Гр-10 кГр). Работа с большими дозами потребовала соответствующей настройки т.л.-установки ДТУ-01М, которую мы использовали в своих исследованиях (уменьшение напряжения на фотоумножителях, снижение скорости нагрева и увеличение температурного диапазона регистрации кривой термовысвечивания). Рабочий пик на кривой т.л. при скорости нагрева 4 К/с находится при 440 К. Расширение температурного диапазона регистрации т.л. позволило зарегистрировать при более высокой температуре (~600 К) пик т.л., при использовании которого в дозиметрии диапазон определения доз предполагается расширить до 10 кГр, однако это требует дополнительной проверки [15, 17, 18].

Основные характеристики детектора ТЛД-К приведены в табл. 1. Элементный анализ и состав материала описаны в [18].

На рис. 1 приведены энергетические зависимости интенсивности т.л. для детекторов разных типов, полученные на основе как собственных исследований, так и литературных данных [12, 17]. Следует отметить, что условия регистрации данных, приведенных на рис. 1, для разных систем разные. Детекторы ТЛД-500 и ТЛД-100 облучались в кассетах, а детекторы на основе стекла – без кассет.

На рис. 2 приведены результаты выполненного нами сравнения оптических спектров поглощения детекторов разных типов.

Детекторы на основе стекла в у.ф.-области непрозрачны и, как и детекторы на основе Al_2O_3 , обладают сильным диффузным рассеиванием. В некоторых случаях удобно использовать дозиметр в виде прессованных порошковых таблеток. При



Рис. 1. Энергетические зависимости интенсивности т.л. относительно сигнала, регистрируемого при облучении изотопом ⁶⁰Со, для детекторов разных типов, облучаемых в кассетах и без кассет: I – детектор ПСТ (алюмофосфатное стекло); 2 – детектор ТЛД-100 (LiF) в кассете; 3 – детектор ТЛД-500 (Al₂O₃) в кассете; 4 – детектор ТЛД-К.

работе с порошкообразным дозиметрическим материалом важную роль играет размер зерна порошка. На рис. 3 приведена зависимость интенсивности сигнала т.л. для порошка детекторного материала ТЛД-К от его размерности при нормированной массе навески. Видно, что лучший выход т.л. наблюдается при радиусе зерна 0.5 мм, именно такой и выбрана толщина детектора. При меньших размерах зерна, в связи с возрастанием роли поверхности, выход падает, при больших размерах выход также падает до достижения постоянной величины.

Для т.л.-детекторов одним из определяющих свойств является способность сохранять информацию при их хранении после облучения. У всех исследованных детекторов спад интенсивности т.л. со временем (фединг) обнаруживается в первую минуту после облучения. У детекторов на основе Al_2O_3 и SiO₂ фединг за первые сутки после облучения может достигать 30% (рис. 4), а спустя сутки, годовая потеря информации не превышает 20%. Наилучшую способность сохранять информацию, по-видимому, имеет детектор на основе LiF, хотя и у него в первые сутки наблюдается фединг. Для детекторов ТЛД-500 при оценке фединга необходимо учитывать их сильную светочувствительность.

Для минимизации погрешностей лучший режим работы будет обеспечен, если измерения проводить через такое же, как и при калибровке, время после облучения ~1-3 дня. При необходимости проведения измерений после облучения раньше вышеуказанного времени необходимо вводить соответствующий коэффициент на фе-



Рис. 2. Спектры поглощения детекторов разных типов: *1* – ТЛД-К; *2* – ТЛД-500 (Al₂O₃); *3* – ТЛД-100 (LiF).

динг. При облучении детектора ТЛД-К высокими дозами выявляется высокотемпературный (~600 K) пик т.л., фединг для которого меньше. Этот пик т.л. в принципе позволяет расширить пределы регистрации детектора в сторону больших доз и уменьшить неопределенность, вызванную федингом.

После регистрации детектором больших доз необходим более глубокий, чем обеспечиваемый стандартным блоком, отжиг детекторов перед повторным использованием — выдержка при температуре 720 К в течение нескольких часов.

Так как световыход люминесценции играет важную роль при измерениях т.л., нами изучены спектры фотолюминесценции и поглощения в диапазоне длин волн от 210 до 840 нм. Результаты приведены на рис. 5 и опубликованы в работе [18]. Согласно рис. 5, наблюдается короткая лю-



Рис. 3. Зависимость выхода т.л. порошкообразного материала детектора ТЛД-К от диаметра зерна порошка.



Рис. 4. а — спад интенсивности т.л. после облучения (фединг) детектора ТЛД-К; $\mathbf{6}$ — фединг детектора ТЛД-К в логарифмическом масштабе, круглыми точками отмечены 10 мин и 1 сут после облучения.

минесценция с временем затухания $\tau \leq 1$ мкс и максимумом в области 360—400 нм и слабая длительная люминесценция с $\tau \sim 100$ мкс с максимумами на длинах волн 500 и 700 нм. Вклады этих составляющих в т.л. с учетом времени высвечивания могут быть сравнимы.

Аттестационные испытания детекторов проводились в МНИРРИ, ВНИИМ и Environmental Measurements Laboratory (U.S. Department of Energy) в диапазоне доз 10^{-5} —10 Гр. Для аттестационной градуировки детекторов использовались следующие источники излучения: тормозное излучение 50 кВ (2 мм Al), 100 кВ (2 мм Al), 200 кВ (2 мм Cu); ү-излучение от образцовых облучателей ЛУЧ-1 (⁶⁰Со) и УПГД-1М (¹³⁷Сѕ и ⁶⁰Со); рентгеновское излучение с эффективной энергией 35-130 кэВ от образцового облучателя УЭД 50-250 с образцовым полем фонового воздействия источников ¹³⁷Cs. ⁶⁰Co. ²⁴²Am. Использовалась аттестованная дозиметрическая аппаратура ДТУ-01М, "Викторин-2800" Riso TL/OSL Reader TL-DA-15А. При аттестационных испытаниях проверка возможности регистрации более высоких доз не проводилась. В связи с этим в данной статье приводятся результаты таких исследований.

Работа по исследованию возможности регистрации детектором больших доз проводилась в стационарных условиях облучения проникающей радиацией (⁶⁰Со). Влияние высоких значений доз при их высоких мощностях исследова-



Рис. 5. а — спектры поглощения (1), возбуждения (2) и люминесценции (3) детектора ТЛД-К при воздействии импульсов возбуждения длительностью 1 мкс; б — спектр люминесценции детектора ТЛД-К спустя 500 мкс после воздействия вышеуказанных импульсов.

лось при возбуждении детекторов импульсами протонов и низкоэнергетических электронов нано- и пикосекундной длительности. Мощные импульсные источники возбуждения позволяют в макрообъеме образца реализовать плотности возбуждения, сравнимые с таковыми в треках тяжелых частиц, т.е. моделировать труднореализуемые другим путем рекомбинационные процессы в треках, что чрезвычайно удобно для отработки специальных дозиметрических задач [5].

2.2. Результаты дозиметрии проникающего излучения при стационарном облучении большими дозами

Дозиметрический отклик детекторов ТЛД-К в области высоких доз при относительно невысоких мощностях дозы, ~1–3 Гр/с, изучался после их облучения в боковых и центральном каналах радиохимической установки МХР- γ -20 (⁶⁰Co) и аналогичной ей установки в Санкт-Петербургском технологическом университете. Это позволило зарегистрировать дозовую зависимость в диапазоне от 1 Гр до 100 кГр (рис. 6). Согласно рисунку, до дозы 1.5 кГр наблюдается линейная зависимость интенсивности сигнала т.л. в рабо-

чем дозиметрическом пике от дозы облучения, при дозах ~2 кГр — выход на насыщение, а выше 6 кГр — небольшое падение интенсивности сигнала.

Аналогичная зависимость наблюдалась и при облучении тормозным излучением линейного ускорителя электронов "Электроника" с начальной энергией электронов 5 МэВ (мощность дозы до 10 Гр/с).

После получения соответствующей градуировки при помощи детекторов ТЛД-К проводилось изучение распределения дозного поля γ-установки (⁶⁰Co) "Исследователь", ОАО "НИИПП", г. Томск.

Во всех экспериментах для обеспечения более высокой надежности результатов исследования облучалось не менее четырех детекторов каждой дозой облучения. После каждого облучения большими дозами проводился глубокий отжиг детектора либо использовались новые детекторы. Дозы облучения определялись независимым способом по известной мощности дозы и с использованием временных зависимостей.

2.3. Результаты дозиметрии при высокоинтенсивном возбуждении электронами

Для изучения воздействия электронов при высоких плотностях облучения использовались ускорители конструкции Месяца-Ковальчука (максимальная энергия ускоренных электронов 0.35 МэВ, длительность импульса ~10 нс, плотность тока пучка от 0.1 до 10 кА/см²) и Месяца-Шпака с разрядником-обострителем для получения более коротких импульсов (длительность электронного импульса ~150 пс, плотность тока в пучке от 1 до 100 кА/см², максимальная энергия ускоренных электронов 0.2 МэВ). Форма импульса ускорителя наносекундного диапазона определялась прямым осциллографированием токового импульса ускорителя. Энергия пучка электронов, падающих на образец, измерялась колориметрическим методом с использованием датчика ИМО-2. Заряд электронного пучка, падающего на образец, измерялся цилиндром Фарадея.

При изменении амплитуд импульсов ускорителей в диапазоне 4 · 10⁻⁹—2 · 10⁻⁷ Кл/см² удалось зарегистрировать линейную зависимость интенсивности т.л. от интенсивности воздействия потока электронов. При выбранном режиме невысоких амплитуд импульса и варьировании дозы числом импульсов наблюдается линейная зависимость интенсивности т.л. и от числа импульсов облучения.

При воздействии импульсов наносекундной длительности со средней амплитудой $5 \cdot 10^{-8}$ Кл/см² (доза за импульс при этом ~0.3 кГр) дозовое насыщение наступает уже после трех-четырех импульсов (рис. 7а).





Рис. 6. Зависимость интенсивности т.л. (дозы) для детектора ТЛД-К в рабочем дозиметрическом пике от дозы при стационарном облучении 60 Со (мощность дозы ~ 3 Гр/с).

Мощность дозы в импульсе при амплитуде импульса 2 · 10⁻⁷ Кл/см² (доза ~1000 Гр) составляет ~10¹¹ Гр/с. Максимальные интенсивности т.л. и дозы, при которых наблюдается насыщение сигнала, сравнимы с интенсивностями при стационарном режиме облучения 60 Со (см. рис. 4). Это позволяет заключить, что пучок электронов является достаточно расфокусированным, по крайней мере, на площади детектора 3 × 3 мм², а практический пробег электронов при энергии 350 кэВ в материале детектора сравним с толщиной детектора. Энергетический спектр ускоренных электронов оценивался путем микрофотометрирования слоя реперных кристаллов, окрашенных возбуждающим импульсом. При регистрации т.л.сигнала в области насыщения основного дозиметрического пика в высокотемпературной области фиксируется более слабый пик, линейность от дозы для которого выполняется примерно до доз 10 кГр (см. рис. 7б).

Таким образом, при возбуждении импульсами электронов (350 кэВ) наносекундной длительности характер зависимости интенсивности сигнала детектора ТЛД-К от поверхностной плотности заряда за импульс и числа импульсов сохраняется аналогичным стационарному режиму возбуждения проникающим излучением. Плотности возбуждения при этом на много порядков выше, чем при стационарном возбуждении, мощность дозы достигает 10^{11} Гр/с. Как и при регистрации излучения при стационарном возбуждении, верхний предел дозы, регистрируемой детекторами ТЛД-К в рабочем пике при воздействии наносекундными импульсами электронов, ограничен величиной ~2 кГр. Однако за счет использования высоко-



Рис. 7. а — зависимость поглощенной детектором ТЛД-К дозы от амплитуды импульса при воздействии импульсами электронов с $\tau \sim 10$ нс; б — зависимость интенсивности сигнала т.л. в рабочем пике (поглощенная доза) (1) и высокотемпературном пике (2) от амплитуды импульса в при воздействии импульсами электронов с $\tau \sim 10$ нс.

температурного пика предел регистрации дозы может быть увеличен на порядок.

В области насыщения интенсивности т.л.-сигнала рабочего пика поверхностный заряд составил ~2 $\cdot 10^{-7}$ Кл/см², что при толщине слоя облучения ~0.025 см позволяет оценить величину предельной дозы как $D \sim 1000$ Гр.

При использовании в качестве источника возбуждения электронов с максимальными энергиями 200 кэВ пикосекундной длительности мы сталкиваемся с поглощением электронов только частью объема детектора, поскольку пробег электронов в материале детектора меньше его толщины (0.05 см), а пучок является сильно сфокусированным с диаметром пятна ~1.1–1.3 мм.

Истинная поглощенная доза D_0 и пропорциональная ей интенсивность т.л.-сигнала при неравномерном поглощении может быть представлена следующим выражением:

$$D_0 = D_{\mu_{3M}} \frac{l_d}{l_0},$$
 (1)

где l_d — толщина детектора, а l_0 — глубина пробега электронов.

Таким образом, в случае малой проникающей способности излучения (меньше толщины детек-



Рис. 8. Зависимости интенсивностей т.л.-сигнала, регистрируемого детектором ТЛД-К в рабочем (1) и высокотемпературном (2) пиках при воздействии импульсами электронов с $\tau \sim 150$ пс, от амплитуды импульса электронов.

тора) интенсивность т.л.-сигнала детектора занижается на коэффициент, определяемый соотношением между толщиной детектора и проникающей способностью излучения. В этом случае могут наблюдаться меньшие интенсивности т.л.сигнала, т.е. как бы меньшие дозы, выход на насыщение сигнала при этом будет сохраняться при тех же значениях амплитуд импульса. Применение коэффициента (1), учитывающего различие объема (толщины) детектора и облучаемой области, обеспечит адекватную дозиметрию.

На рис. 8 приведена зависимость интенсивности т.л. в двух пиках от амплитуды импульса в широком диапазоне изменения параметров пучка, полученная при облучении импульсами электронов с τ ~ 150 пс и энергией ≤200 кэВ. Сравнение рис. 7а и 8 показывает, что коэффициент "сшивки" составляет ~10.

В диапазоне изменения переданного заряда 2 · 10⁻⁹-2 · 10⁻⁷ Кл/см² при пико-, наносекундном возбуждении наблюдается линейная зависимость интенсивности т.л. в основном пике как от числа импульсов облучения, так и от амплитуды импульса. До значения 5.2 · 10⁻⁶ Кл/см² сохраняется линейность выхода т.л. для высокотемпературного пика.

Проведенные исследования показали возможность использования детекторов ТЛД-К даже для регистрации дозы достаточно слабопроникающего излучения при высоких интенсивностях и плотностях потока в пучке. Оценить поглощенную дозу по рабочему пику детектора можно до дозы 1 кГр, а по высокотемпературному — до 10 кГр.



Рис. 9. Поглощенная детектором доза в зависимости от дозы, полученной при облучении протонами с начальной энергией 175 МэВ.

2.4. Результаты дозиметрии при импульсном возбуждении протонами с начальной энергией 175 МэВ

Возможность дозиметрии протонного воздействия изучалась при облучении протонами высоких энергий на синхротроне отдела медицинской физики ИТЭФ (длительность импульса 100 нс, доза в импульсе от 0.05 до 0.5 Гр, начальная энергия частиц 175 МэВ). Мощность дозы при облучении протонами варьировалась в пределах $5 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^6$ Гр/с. Детектор имел слой половинного ослабления 0.122 г/см².

На рис. 9 приведены результаты, полученные при облучении протонами высоких энергий. До доз 100 Гр зависимость носит линейный характер и практически совпадает с зависимостями, приведенными выше для проникающего излучения. Облучение более высокими дозами, к сожалению, не проводилось.

На рис. 10 приведена зависимость нормированной поглощенной дозы от энергии протонного излучения. При облучении детекторы размещались внутри фантома из оргстекла на различных глубинах, что соответствовало изменению энергии протонов от 175 до 10 МэВ.

При изменении энергии протонов от 175 до 10 МэВ при торможении в фантоме увеличение интенсивности т.л.-сигнала (поглощенной дозы) в конце пути протонов коррелирует с изменением чувствительности при облучении γ- и рентгеновским излучением в области низких энергий (ход с жесткостью). При энергиях ниже 10 МэВ пробеги протонов в материале детектора становятся меньше толщины детектора, что требует дополнительных поправок на пробег.



Рис. 10. Зависимость поглощенной дозы, отнесенной к дозе облучения на поверхности фантома, от глубины *г* расположения детектора в фантоме.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В отличие от известных данных для большинства активированных и преднамеренно неактивированных кристаллических детекторных материалов, результаты, полученные на ТЛД-К, оказались достаточно обнадеживающими. Используемый состав и режим термообработки применяемого материала детектора позволили реализовать случай вырождено бимолекулярной кинетики (кинетики псевдопервого порядка) и обеспечить регистрацию лоз в сушественно расширенном по сравнению с другими т.л.-детекторами диапазоне. Зависимости чувствительности детектора от плотности возбуждения до мощностей доз 10^{11} Гр/с не обнаружено. При низких энергиях электронов, обеспечивающих существенно неоднородное поглощение в материале детектора и регистрацию других слабопроникающих излучений, возможно занижение интенсивности т.л.-детектора (поглощенной дозы) [20-22].

Для работы со слабопроникающим излучением целесообразно уменьшение толщины детектора (см. рис. 3) [20–22].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Радиационная дозиметрия. Электронные пучки с энергиями от 1 до 50 МэВ. Доклад 35 МКРЕ. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- 2. *Егер Р.* Дозиметрия и защита от излучений. М.: Госатомиздат, 1961.
- 3. Микродозиметрия. Доклад 36 МКРЕ. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- 4. Алукер Э.Д., Гаврилов В.В., Дейч Р.Г., Чернов С.А. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочно-галоидных кристаллах. Рига: Зинатне, 1987. С. 183.
- 5. Антонов-Романовский В.В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофоров. М.: Наука, 1966.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

- McKeever S.W.S., Moscovitch M., Townsend P.D. Thermoluminescence Dosimetry Materials: Properties and Uses. Ashford: Nuclear Technology Publishing, 1995.
- 7. *Непомнящих А.П., Раджабов Е.Л., Егранов А.В.* Центры окраски и люминесценция кристаллов LiF. Новосибирск: Наука, 1984.
- 8. Аксельрод М.С., Кортов В.С., Мильман И.И., Горелова Е.А., Борисов А.А., Затуловский Л.М., Краевецкий Д.Я., Березина И.Е., Лебедев Н.К. // Известия АН СССР. Серия физическая. 1988. Т. 52. № 10. С. 1981.
- 9. *Кортов В.С., Мильман И.И., Никифоров С.В. //* Физика твердого тела. 1997. Т. 39. № 9. С. 1538.
- 10. IAEA, Radiation Protection and Safety of Radiation Sources: International Basic Safety Standards, № GSR Part 3. Vienna: IAEA, 2015 (in Russian).
- Организация и проведение индивидуального дозиметрического контроля. Персонал медицинских учреждений. Методические указания (МУ 2.6.1.3015-12). М.: Минздрав России, 2012.
- 12. Шлеенкова Е.Н. // Радиационная гигиена. 2014. Т. 7. № 3. С. 39.
- Vanhavere F., Carinou E., Domienik J., Donadille L., Ginjaume M., Gualdrini G., Koukorava C., Krim S., Nikodemova D., Ruiz Lopez N., Sans-Mercŭ M., Struelens L. // Radiation Measurements. November 2011. V. 46. Issue 11. P. 1243.
- 14. Бочвар И.А., Гимадова Т.И., Кеирим-Маркус И.Б., Кушнерев А.Я., Якубик В.В. Метод дозиметрии ИКС. М.: Атомиздат, 1977.

- Алукер Н.Л., Алукер Э.Д. А.с. № 2108598 РФ, МПК G01T1/11, C09K11/08 // БИ. 1998. http://www.findpatent.ru/patent/210/2108598.html
- Гимадова Т.И., Шакс А.И., Семенов А.В., Васильев И.О. // АНРИ. 2001. Вып. 3 (26). С. 20.
- Алукер Н.Л., Артамонов А.С., Бакулин Ю.П., Данилевич Е.Н., Крысанова О.Л., Рискина Р.В., Согоян А.В. // ВАНТ. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2006. № 3–4. С. 86.
- Алукер Н.Л., Суздальцева Я.М., Herrmann М.Е., Дулепова А.С. // ПТЭ. 2016. № 5. С. 115. https://doi.org/10.7868/S0032816216050025
- Raitzig M., Goodband Rachel J., Schuster C., Harling T. // Technisches Messen. 2016. V. 83. P. 171.
- ГОСТ 34157-2017 Руководство по дозиметрии при обработке пищевых продуктов электронными пучками и рентгеновским (тормозным) излучением (с поправками). Межгосударственный стандарт МКС 67.040. Дата введения 2019.02.01.
- 21. Бакулин Ю.П., Баранов В.П., Данилович Е.Н., Яшин С.Н. // ВАНТ. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2010. Вып. 4. С. 104.
- 22. Иванов С.И., Логинова С.В., Акопова Н.А., Охрименко С.Е., Нурлубаев К.Н. // Медицинская радиология и радиационная безопасность. 2014. Т. 59. № 4. С. 67.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2021, № 3, с. 106–111

_____ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.376.234

РАЗРАБОТКА ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ И ЭЛЕКТРОННЫХ БЛОКОВ ДЛЯ РАДИОМЕТРА *а*-ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2021 г. Р. А. Муминов^а, С. А. Раджапов^{а,*}, Ф. Г. Муллагалиева^{а,**},

Б. С. Раджапов^{*a*}, М. А. Зуфаров^{*b*}, К. М. Нурбоев^{*c*}, Г. М. Ахмедов^{*d*}

^а Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз Узбекистан, 100084, Ташкент, ул. Чингиза Айтматова, 2"Б" ^b Институт материаловедения НПО "Физика-Солнце" АН РУз Узбекистан, 100084, Ташкент, ул. Бодомзор йули, "Б" ^c Навоийское отделение АН РУз Узбекистан, 210100, Навои, пос. Галаба, 170 ^d Институт стандартов Узбекистан, 100097, Ташкент, ул. Чапаната, 9"Б" * e-mail: rsafti@mail.ru **e-mail: fmullagalieva@mail.ru Поступила в редакцию 28.10.2020 г. После доработки 09.12.2020 г.

Приведены результаты разработки технологии изготовления, некоторые данные исследований электрофизических и радиометрических характеристик полупроводниковых поверхностно-барьерных и гетеропереходных Al– α Ge–pSi–Au-детекторов больших размеров (Ø30–100 мм), а также представлены структурная схема радиометра α -излучения, схема микроконтроллерного узла, работа электронных узлов. Приводятся также характеристики радиометра радона, изготовленного на основе этих детекторов, и кроме того данные мониторинга концентрации радона в подпочвенном слое и на воздухе. Результаты мониторинга показали, что значения концентрации варьируются в зависимости от температуры, влажности и времени суток. Прибор может использоваться как в полевых условиях, так и стационарно.

DOI: 10.31857/S003281622103023X

ВВЕДЕНИЕ

Решение многих проблем современной науки и техники и в первую очередь экспериментальной ядерной физики требует создания новых и усовершенствования уже существующих приборов для регистрации ядерных излучений. Из всех задач спектроскопии ядерного излучения наиболее актуальной является создание специализированных приборов для контроля облучения при работе с радиоактивными изотопами. При работе с радиоактивными изотопами и другими источниками ионизирующей радиации необходимо сведение уровня облучения человека к возможному минимуму. При этом требуются компактные и точные приборы, работающие как в счетном, так и спектрометрическом режимах. Такие приборы разрабатываются с учетом конкретных условий, предполагают оптимальные технологические решения.

Актуальность работы определяется необходимостью создания нового прибора для экспрессного измерения α -излучения (²³⁸U, ²³⁴U, ²³²Th, ²²⁶Ra, ²²²Rn, ²¹⁸Po, ²¹⁴Bi и т.д.) естественных изотопов в различных средах. Прибор должен быть компактным и безопасным. В настоящее время определение содержания α-излучения естественных изотопов в технологических средах и растворах подземного выщелачивания проводится главным образом с использованием титраторов (титриметрическим методом) или спектрофотометров (фотометрическим методом). Существующие приборы стационарны, т.е. устанавливаются в специально оснащенных лабораториях. Анализ проводится в лаборатории, куда пробы доставляются с технологических участков. При этом требуется специальная подготовка проб растворов, использование квалифицированного труда лаборантов.

Целью данной работы было создание измерительного комплекса регистрации α-излучения с использованием современных достижений в управлении, математической обработки и визуализации.

В данной работе приводится описание разработанного радиометра для экспрессного измере-



Рис. 1. Энергетическое разрешение детекторов.

ния α -излучения радиоактивных элементов на базе кремниевого детектора большого диаметра. Приводятся результаты разработки технологии изготовления, а также данные исследования электрофизических и радиометрических характеристик полупроводниковых поверхностно-барьерных и гетеропереходных Al- α Ge-pSi-Au-детекторов больших размеров.

РАЗРАБОТКА ДЕТЕКТОРОВ

Разработка и оптимизация технологии изготовления, численные расчеты и компьютерное математическое моделирование кремниевых детекторов больших размеров изложены в работах [1–9].

Поверхностно-барьерные детекторы изготавливались из кремния *n*-типа, гетеропереходные Al- α Ge-*p*Si-Au-детекторы – из кремния *p*-типа. Удельное сопротивление исходных пластин варьировалось в диапазоне 3–8 кОм·см, время жизни неосновных носителей составляло от 300 до 1000 мкс. Для создания гетероперехода методом вакуумного напыления при давлении 3 · 10⁻⁵ Торр на пластины *p*-типа наносили аморфный α Ge (300 Å) и контакты Al (300 Å) и Au (~200 Å). Для поверхностно-барьерных детекторов – контакты Al (300 Å) и Au (~200 Å).

Изготовленные детекторы имели следующие характеристики: диаметр 40–100 мм, толщина чувствительной области W = 0.3-0.5 мм при рабочем напряжении $U_{\text{раб}} = 10-80$ В, "темновой" ток $I_{\text{обр}} = 0.5-2$ мкА, емкость C = 1000-1750 пФ, энергетический эквивалент шума $E_{\text{III}} = 40-52$ кэВ,







Рис. 2. Полупроводниковые детекторы большого размера: **a** – поверхностно-барьерные, **б** – гетеропереходные $Al - \alpha Ge - pSi - Au$.

энергетическое разрешение R_{α} составляло 86 кэВ (рис. 1) при температуре $T = +27^{\circ}$ C [3, 4].

Внешний вид полученных детекторов приведен на рис. 2.

На основе поверхностно-барьерных и гетеропереходных $Al-\alpha Ge-pSi-Au$ -детекторов больших размеров в лаборатории ФТИ AH РУз разработан радиометр, обеспечивющий измерение содержания радона в воздухе, почве, воде и в различных материалах, а также позволяет проводить мониторинг в течение продолжительного времени. Принцип работы прибора основан на закачке исследуемого воздуха в измерительную камеру с последующим измерением его радиоактивности в течение регламентного времени, причем устройство настроено на селективное измерение продуктов распада радона в исследуемом воздухе (без использования осаждения на поглотители).

Электронная часть радиометра. Для реализации поставленной задачи был выбран метод регистрации α-излучения (радон) путем использования кремниевого детектора с большой площадью активной поверхности. В процессе создания радиометра было выполнено следующее: разработана геометрия рабочей камеры [8]; разработаны, рассчитаны и изготовлены элементы аналоговых узлов; разработаны, спроектированы и изготовлены элементы цифровых узлов; разработано программное обеспечение для микроконтроллера и для компьютера.

Структурная схема радиометра приведена на рис. 3. В его состав входят следующие функциональные элементы: рабочая камера с детектором (*PK*), узел усиления и селекции информации (*УСИ*) (аналоговая часть), микроконтроллерный узел *МК* (цифровая часть), узел вторичного электропитания (*BII*), узел воздухозаборника (*B3*), персональный компьютер с установленным программным обеспечением (*ПК*).

Рабочая камера. Рабочая камера представляет собой пустотелый цилиндр, внутри которого в геометрическом центре, на подвесках укреплен кремниевый детектор с диаметром чувствительной области 60 мм, который чувствителен к регистрации α -частиц с двух сторон. На корпусе цилиндра также укреплены штуцеры для подключения к системе воздухозабора и разъем для подключения детектора к элементам питания и усиления.

Питание детектора обеспечивается напряжением 24—30 В через *RC*-цепи от вторичного преобразователя напряжения, расположенного в конструкции совместно с зарядочувствительным предусилителем.

Узел усиления и селекции информации. Узел усиления и селекции обеспечивает преобразование заряда, возникшего в объеме детектора от взаимодействия с регистрируемой α -частицей, в импульс напряжения и затем его усиление. Далее дискриминирующим узлом обеспечивается "обрезание" информации, представляющей собой шум.

Микроконтроллерный узел. Микроконтроллерный узел (рис. 4) обеспечивает полную автономную работу устройства регистрации.

В качестве микроконтроллера выбрана микросхема ATmega32 с программируемой памятью (32 кбайт) на кристалле.

В соответствии с поставленной задачей была разработана обвязка микроконтроллера и разработано программное обеспечение, "зашитое" в управляющий микроконтроллер и которое обеспечивает варьируемое управление технологическим процессом измерения, а именно:

– выбор варианта работы устройства – ручной или автоматический (периодический);

 варьируемое управление регламентом работы воздухозаборника;

варьируемое управление регламентом измерения;

 измерение погодных режимов работы — температуры и влажности;



Рис. 3. Блок-схема радиометра. *РК* – рабочая камера с детектором, *УСИ* – усиление и селекция информации, *МК* – микроконтроллер, *ВП* – вторичное электропитание, *ВЗ* – воздухозаборник, *ПК* – персональный компьютер.

 управление встроенными электронными часами реального времени и даты;

 обеспечение логической связи с компьютером по интерфейсу USB;

 управление состоянием встроенного накопителя информации.

Узел вторичного электропитания. Питание всего устройства обеспечивается от встроенной батареи аккумуляторов 18650 с суммарным напряжением 12 В и емкостью 2600 мА/ч. Узел вторичного электропитания осуществляет преобразование этого напряжения в напряжения питания, необходимые для нормальной работы всех функциональных узлов: +30 В (для детектора), +5 В (для цифровых узлов микроконтроллерного узла), +8 В (для аналоговой части устройства).

В состав узла входит схема контроля и индикации состояния аккумулятора, а также элементы зарядного устройства для возможности зарядки от внешнего сетевого источника напряжения. Предусмотрена возможность электропитания от внешнего источника напряжения при работе в стационарных (лабораторных) условиях.

Узел воздухозаборника. Для осуществления операции нагнетания и последующего обновления анализируемого воздуха в качестве воздухозаборника был выбран вариант с использованием поршневой малогабаритной помпы. Питание воздухозаборника осуществляется от автономного комплекта аккумуляторов 18650 емкостью 2600 мА/ч.

Программное обеспечение компьютера. Для обработки, накопленной в устройстве информации, оно подключается к персональному компьютеру, на
РАЗРАБОТКА ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ



Рис. 4. Схема микроконтроллерного узла. Microcontroller – ATmega32; Display – Winstar1602; Sensor – DHT11 (датчик влажности и температуры); Linear Regulator – LM1117-5 (линейный стабилизатор напряжения); Real Time Clock – DS3231. T_1 – BC549, T_2 – IRF46; D_1 , D_2 – 4148, светодиоды – 40106.



Рис. 5. Внешний вид: **a** – радиометра (альфаметра), **б** – радонометра (для измерений в воздухе, почве и воде).

котором установлено разработанное в соответствии с техническим заданием прикладное программное обеспечение — программа ADL-V1.9-3.3 [9].

Изготовлены радиометр α-излучения и радонометр для измерений в воздухе, почве и воде (рис. 5).

Результаты проведенных нами исследований по определению активности в радийсодержащей естественной пробе на альфа-радиометре и радонометре приведены на рис. 6 и 7.

В таблице 1 дан протокол испытаний различных проб радонометром RR-4M.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детекторы с большой чувствительной областью и рабочим объемом из кремния диаметром больше 50 мм и толщиной 0.3—0.5 мм в мировой практике используются редко из-за сложной технологии изготовления. Использование таких детекторов большого диаметра позволяет изготовить радиометр, измеряющий заряженные частицы indirect, т.е. измерять непосредственно в измеряемой ячейке. Данный метод позволяет избегать осаждения активного вещества различны-



Рис. 6. Естественная радиоактивность радийсодержащей пробы: **a** – объемная активность радона от времени и влажности *H*; **б** – альфа-радиоактивность от влажности пробы.



Рис. 7. Излучение радона из почвы (период 11.09.2019–20.03.2020): *1* – изменение интенсивности объемной активности радона во времени, *2* – изменение влажности во времени, *3* – изменение температуры во времени.

ми методами на измерительные фильтры и соответственно упрощает подготовку пробы.

Таким образом, в результате исследования и проведения технологических работ нами разработана схема изготовления радиометра. Оптимизированы технологические режимы, исследованы электрофизические и радиометрические характеристики изготовленных кремниевых детекторов больших размеров. Проведены численные расчеты и компьютерное математическое моделирование получаемых истинных характеристик кремниевых детекторов. Разработанная компьютерная математическая модель позволила обобщить и обеспечить высокое качество получаемой информации в детекторах и в целом точности информаций о радиоактивностях.

На основе наших детекторов созданы радиометр α -излучения, электронная схема которого настроена на конкретную идентификацию продуктов распада²³⁸U и радонометры.

№ пробы	Вид пробы	А, Бк (±10%)	Элементы
1	Порошок	5.2	U^{238} , Ra ²²⁶
2	Порошок	8.0	U^{238} , Ra^{226}
3	Порошок	7.2	U^{238} , Ra^{226}
4	Порошок	5.6	U^{238} , Ra^{226}
5	Жидкий	0.9	U^{238} , Ra^{226}
6	Жидкий	1.0	U^{238} , Ra^{226}
7	Жидкий	1.2	U^{238} , Ra^{226}
8	Жидкий	1.4	U^{238} , Ra^{226}

Таблица 1. Протокол испытаний различных проб радонометром RR-4M

Разработанные приборы работают как в комплекте с персональным компьютером с операционной системой Windows 7, 8, так и автономно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И., Кушнирук В.Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989.

- 2. Muminov R.A., Radzhapov S.A., Saimbetov A.K. // Technical Phys. Lett. 2009. V. 35. № 8. P. 768.
- 3. *Раджапов С.А., Раджапов Б.С., Рахимов Р.Х. //* Computational Nanotechnology. 2018. № 1. С. 151. https://www.elibrary.ru/title about new.asp?id=50989
- 4. *Раджапов С.А., Рахимов Р.Х., Раджапов Б.С., Зуфаров М.А., Шарифов Ш.Ф. //* Computational Nanotechnology. 2019. № 1. С. 65.
- Раджанов С.А., Рахимов Р.Х., Раджанов Б.С., Зуфаров М.А. // Computational Nanotechnology. 2019. № 2. С. 157. https://doi.org/10.33693/2313-223x-2019-6-2-157-159
- Muminov R.A., Saymbetov A.K., Japashov N.M., Toshmurodov Yo.K., Radzhapov S.A., Kuttybay N.B., Nurgaliyev M.K. // J. of nano- and electronic physics. 2019. V. 11. № 2. P. 2031. https://doi.org/10.21272/jnep.11(2).02031
- 7. Muminov R.A., Radzhapov S.A., Pindyurin Y.S., Saymbetov A.K. Patent RUz № IAP 04073 // 2012. http://baza.ima.uz/
- 8. Муминов Р.А., Раджапов С.А., Лутпуллаев С.Л., Пиндюрин Ю.С., Хусамидинов С.С., Юткин С.В. Патент РУз № IAP 04882.
- 9. *Раджапов Б.С., Эргашев К.* Свидетельство на программные продукты РУз № DGU 20180983 от 06.12.2018.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, <u>—</u> МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 524.1

ПОЛЕТНАЯ КАЛИБРОВКА ФОТОПРИЕМНИКА ДЕТЕКТОРА ТУС

© 2021 г. П. А. Климов^{*a*,*}, К. Ф. Сигаева^{*a*}, С. А. Шаракин^{*a*}

^а Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова Россия, 119234, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

> *e-mail: pavel.klimov@gmail.com Поступила в редакцию 20.10.2020 г. После доработки 12.11.2020 г. Принята к публикации 10.12.2020 г.

Предложена методика полетной калибровки ф.э.у. фотоприемника орбитального детектора космических лучей предельно высоких энергий ТУС в условиях отсутствия калибровочного сигнала. Методика заключается в вычислении двух статистических характеристик оцифрованных сигналов за-

регистрированных событий — их среднего A и дисперсии σ_A^2 – с последующим построением линей-

ной аппроксимации $\sigma_A^2(A)$ для сигналов со стационарным уровнем. Проведена апробация методики в лабораторном эксперименте с модулем фотоприемника, идентичным установленным в детекторе. В результате были получены новые оценки коэффициентов усиления большинства каналов фотоприемника детектора ТУС и проанализированы произошедшие изменения (включая "эффект старения").

DOI: 10.31857/S0032816221030204

введение

Телескоп ТУС (трековая установка) является орбитальным детектором космических лучей предельно высоких энергий с энергиями порядка 10^{20} эВ. Регистрация частиц происходит посредством измерения флуоресцентного трека широкого атмосферного ливня (ш.а.л.) в диапазоне длин волн 300–400 нм и позволяет достичь большой, по сравнению с наземными флуоресцентными детекторами, экспозиции и равномерного обзора всего неба [1]. Эта методика была предложена еще в 1980 году Дж. Линсли [2] и впервые реализована в проекте ТУС [3–5].

Детектор представляет собой телескоп-рефлектор с большой апертурой (см. рис. 1), в состав которого входят зеркало-концентратор френелевского типа общей площадью 2 м² и фотоприемник на 256 каналов регистрации (с идентификаторами от id = 1 до id = 256). В качестве светочувствительных сенсоров в каналах фотоприемника использованы фотоэлектронные умножители (ф.э.у.) Нататаtsu R1463 [6]. Каждый канал имеет бленду черного цвета, защищающую его от боковой засветки, а также фильтр УФС1 диаметром 13 и толщиной 2.5 мм. Благодаря фильтру верхняя граница длины волны измеряемого излучения составляет 400 нм. Нижняя граница (порядка 240 нм) определяется квантовой эффективностью фотокатода ф.э.у. В составе фотоприемника 256 каналов сгруппированы в 16 одинаковых модулей (см. рис. 2), имеющих общую систему высоковольтного питания, систему сбора и первичной обработки данных, реализованную на программируемой логической интегральной схеме фирмы XILINX.



Рис. 1. Детектор ТУС в составе научной аппаратуры спутника "Ломоносов".



Рис. 2. 256-канальный фотоприемник детектора ТУС (а) и отдельный его модуль (б).

Основной режим работы электроники детектора предназначен для регистрации ш.а.л. и имеет временное разрешение 0.8 мкс, которое определяется частотой опроса аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.). Дополнительно к этому существуют еще три режима с более низким временным разрешением (25.6 мкс, 0.4 мс и 6.6 мс), предназначенные для регистрации различных транзиентных атмосферных событий.

Важной особенностью электроники ТУС является наличие системы автоматической регулировки усиления (а.р.у.). В процессе работы детектора происходит постоянная (с частотой 20 Гц) подстройка усиления ф.э.у. за счет регулировки высокого напряжения таким образом, чтобы средний ток в анодной цепи оставался постоянным (~3 мкА). В условиях минимальной интенсивности свечения напряжение на ф.э.у. максимально (1100 В). При увеличении интенсивности фоновой засветки напряжение понижается. чувствительность ф.э.у. падает, и возможно измерение более мощного сигнала. Это позволяет функционировать детектору в условиях сильно переменного излучения атмосферы на ночной стороне орбиты. На дневной стороне напряжение не снимается полностью, а понижается до значений порядка 200 В.

Более детально с конструкцией прибора можно ознакомиться в работе [7], а первые результаты измерений приведены в [8–10].

28 апреля 2016 года детектор ТУС в составе научной аппаратуры спутника "Ломоносов" был запущен на солнечно-синхронную орбиту с наклонением 97.3° и периодом обращения 94 мин на высоте около 500 км. Срок активного существования аппарата на орбите составил около полутора лет.

Во время первых включений прибора на орбите произошел сбой в работе системы а.р.у., связанный с тем, что алгоритм понижения напряже-

ния не срабатывал при частичной мощной засветке модуля фотоприемника. В этом случае в нескольких ф.э.у. протекает большой ток, шунтируя делитель высокого напряжения и, тем самым, понижая сигнал во всех остальных каналах. Таким образом, до исправления алгоритма работы а.р.у. прибор провел некоторое время на дневной стороне орбиты с максимальным усилением. В результате этого часть ф.э.у. вышла из строя, оказались полностью нерабочими два модуля и несколько каналов в других модулях, а все остальные каналы изменили свою чувствительность.

Как следствие, использование калибровок, проведенных до полета космического аппарата, оказалось невозможным, и возникла необходимость в разработке и проверке методики полетной калибровки детектора, т.е. определения коэффициентов усиления ф.э.у. и чувствительности каналов регистрации на основе данных самого прибора.

В данной статье описана методика определения коэффициентов усиления ф.э.у. фотоприемника на основе статистических флуктуаций сигнала, а также ее проверка в лабораторном эксперименте на макете детектора. В результате проверки был определен поправочный коэффициент, что позволило применить методику для вычисления чувствительности каналов фотоприемника детектора ТУС.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КАНАЛОВ

В данной работе под калибровкой ф.э.у. понимается определение коэффициента усиления ф.э.у. для каждого канала фотоприемника, позволяющего ставить в соответствие записанный в кодах а.ц.п. сигнал и количество фотонов, попавших на фотокатод ф.э.у. (квантовая эффективность фотокатода мало меняется от одного ф.э.у. к другому и считается известной).



Рис. 3. а – временная форма стационарного цифрового сигнала (в кодах а.ц.п.), полученного при постоянном освещении фотокатода ф.э.у. (время выражено в тактах электроники длительностью 800 нс); $\mathbf{6}$ – гистограмма распределения кодов а.ц.п. и ее гауссова аппроксимация (кривая). Штриховой линией на обоих рисунках обозначено среднее значение.

Каждое событие, зарегистрированное детектором ТУС, представляет собой набор из 256 цифровых сигналов — кодов 10-битного а.ц.п. Стационарный поток фотонов на входе фотоприемника преобразуется в канале в цифровой сигнал, флуктуирующий вокруг определенного среднего значения — базового уровня кода а.ц.п. (рис. 3). Базовый уровень определяется интенсивностью входного потока, а размер флуктуаций, в основном, — случайным процессом образования фотоэлектронов на фотокатоде ф.э.у.

Традиционным способом калибровки ϕ .э.у. в режиме постоянного тока является расчет коэ ϕ фициента усиления *G* по базовому уровню *A* стационарного потока света:

$$G = \frac{A}{\alpha \, q_e R \eta I},\tag{1}$$



Рис. 4. Прямая пропорциональность зависимости дисперсии стационарного сигнала в канале id = 211 от его базового уровня.

где I – интенсивность потока фотонов на фотокатоде ф.э.у. (количество фотонов в единицу времени), η – квантовая эффективность, α – коэффициент трансформации аналогового сигнала в цифровой, R – сопротивление анодной цепи, $q_e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – фундаментальный заряд.

Существенным для реализации данного метода является наличие калибровочного сигнала с известной интенсивностью.

Если же такого калибровочного сигнала нет, то можно воспользоваться тем, что для стационарного светового потока при интегрировании анодного тока на сопротивлении и емкости C анодной нагрузки на выходе ф.э.у. в идеальном случае (при отсутствии шума усилителя) дисперсия кода а.ц.п.

 σ_A^2 будет прямо пропорциональна величине *A*:

$$\sigma_A^2 = \frac{\eta I}{2RC} (\alpha q_e RG)^2.$$
 (2)

Таким образом, коэффициент пропорциональности p_0 позволяет однозначно определить усиление¹ ф.э.v.:

$$G_f = p_0 \frac{2C}{\alpha q_c}.$$
 (3)

Для такой калибровки может быть использован любой стационарный (или квазистационарный) световой поток, причем, в данном случае знание его интенсивности не требуется.

Пример зависимости $\sigma_A^2(A)$ для одного из каналов детектора приведен на рис. 4.

Для проверки методики был проведен лабораторный эксперимент на макете фотоприемника, представляющего собой один модуль и материн-

¹ Чтобы отличить полученный таким образом коэффициент усиления от прямой калибровки (1), будем использовать индекс *f* (от англ. fluctuation).



Рис. 5. Зависимость дисперсии от базового уровня для ф.э.у. VE0689 (по результатам лабораторных измерений при 11 уровнях освещенности фотокатода).

скую плату обработки сигнала. Вся электроника: ф.э.у., цифровая часть обработки сигнала и формат выходного файла данных идентичны используемым в детекторе ТУС непосредственно на борту космического аппарата.

В ходе лабораторного эксперимента макет располагался в черном непроницаемом для света боксе и освещался квазимонохроматическим источником света (у.ф.-светодиод NSHU550A, $\lambda =$ = 375 нм). Через коллиматор Ø1 мм излучение подавалось непосредственно на фотокатод ф.э.у. Контроль постоянства мощности излучения осуществлялся с помощью калиброванного измерителя мощности LaserStar и фотодиодов Ophir (PD300-UV-193).

В измерениях при фиксированной мощности определялись базовый уровень и дисперсия сигнала. Варьируя интенсивность излучения источника, получали набор точек на плоскости $\sigma_A^2 - A$, позволяющий оценить коэффициент p_0 и коэффициент усиления G_f в соответствии с формулой (3). Пример применения данной процедуры для одного из ф.э.у. макета приведен на рис. 5.

Основным отличием от теоретической модели является замена прямой пропорциональности линейной зависимостью, $\sigma_A^2(A) = p_0A + p_1$. Присутствие отличного от нуля свободного члена p_1 объясняется наличием в канале дополнительного аддитивного шума (например, шума а.ц.п.).

Одновременно с этим проводились измерения интенсивности излучения непосредственно на входе ф.э.у. Это позволяло провести прямое измерение коэффициента усиления (1) с $I = W_{in}\lambda/hc$, где W_{in} – мощность входного потока, λ – длина волны тестового излучения, *h* – постоянная Планка, *c* – скорость света.

Таким образом, в рамках лабораторного эксперимента для каждого из 25 каналов макета были получены две оценки коэффициента усиления (при заданном напряжении) G_f — по статистическим флуктуациям и по калибровочному источнику *G*. Оказалось, что оценка усиления по флуктуациям кода а.ц.п. почти в 3 раза превышает значение, полученное в ходе прямого измерения. Из распределения поправочных коэффициентов $K = G_f/G$ для ф.э.у., протестированных на стенде, было получено среднее значение:

$$K = 2.7 \pm 0.9. \tag{4}$$

Отличие *K* от единицы вызвано наличием дополнительных шумов в электронике, которые существенно увеличивают флуктуации сигнала, не изменяя его среднего значения. В частности, дополнительный шум вносит импульсный источник высокого напряжения, что подтверждается уменьшением значения σ_A^2 при добавлении дополнительных емкостей на выходе источника.

Большой разброс значений *К* связан с тем, что коэффициент усиления зависит как от самого ф.э.у., так и от его положения в модуле (т.е. от распределения напряжения питания по динодной системе). Для контроля повторяемости и исследования зависимости от положения в модуле для нескольких ф.э.у. измерения проводились несколько раз, оценка (4) получена по 46 измерениям 25 ф.э.у.

Таким образом, полетную калибровку можно проводить по флуктуациям стационарного сигнала как $G = G_f/K$ с поправочным коэффициентом (4). Величина стандартного отклонения *K* говорит о том, что данная методика обладает достаточно большой погрешностью, более 30%.

КАЛИБРОВКА ФОТОПРИЕМНИКА ДЕТЕКТОРА ТУС

Для осуществления калибровки фотоприемника детектора ТУС предварительно из базы данных, зарегистрированных в режиме ш.а.л., были отобраны события, соответствующие (в пределах времени записи) стационарному световому потоку. При этом использовались только те события, код высокого напряжения которых равнялся 255, что соответствовало максимально возможной чувствительности фотоприемника.

Стационарность уровня (см. рис. 3б) для таких событий проверялась по критерию Фишера при разбиении всего временного интервала длительностью 256 тактов на n = 8 равных подинтервалов. В качестве дополнительного критерия отбора требовалось, чтобы базовый уровень превышал значение 10 — в этом случае можно пренебречь

ошибкой, связанной с дискретностью оцифровки слабых сигналов.

Из 256 каналов фотоприемника ТУС 51 вышел из строя, еще 9 имели настолько низкую чувствительность, что стационарные сигналы, удовлетворяющие перечисленным выше требованиям и которые могли бы быть использованы для калибровки, либо не были обнаружены, либо их количество не позволяло надежно провести калибровку. Для оставшихся 196 каналов всего было отобрано 50343 стационарных сигнала, причем количество таких сигналов от канала к каналу сильно варьируется (максимальное – 1534, минимальное – 11).

Для каждого канала по стационарному сигналу определялись значения базового уровня *A* и дисперсии σ_A^2 , точка с этими координатами наносилась на соответствующую двумерную диаграмму для последующей линейной аппроксимации. Оценка коэффициента *p*₀ и расчет по (3) *G*_f и *G* = = *G*_f/2.7 завершали процедуру калибровки.

Медианное значение 196 коэффициентов усиления G, полученных в результате полетной калибровки, составило $0.51 \cdot 10^6$.

С целью анализа изменения чувствительности ф.э.у. после воздействия прямого солнечного излучения было проведено сравнение полученного распределения коэффициентов усиления с измеренным в рамках предполетной калибровки прибора (рис. 6). Распределение стало заметно шире: стандартное отклонение *G* увеличилось от 0.21 · 10⁶ до 0.38 · 10⁶. При этом у нескольких ф.э.у. чувствительность понизилась до $G < 10^5$, а для некоторых — наоборот, увеличилась (скорее всего, это следствие большой ошибки метода).

Кроме упомянутой выше невозможности откалибровать слабочувствительные каналы, в ряде случаев возникали проблемы другого характера. На рис. 7а изображена диаграмма "Базовый уровень – Дисперсия" для "сильношумящего" канала id = 125, для которого значительный разброс дисперсий при фиксированном значении базового уровня не позволяет надежно установить линейную функцию $\sigma_A^2(A)$. По всей видимости, это связано с тем, что данный ф.э.у. был сильно поврежден во время освещения солнечным светом на дневной стороне, что и привело к появлению дополнительных шумов самого ф.э.у., не связанных с сигналом. (Отметим также, что данный ф.э.у. расположен в модуле с максимальным числом неработающих каналов.)

На диаграмме канала id = 241 (рис. 76) в области $A \sim 50$ наблюдается излом, свидетельствующий об изменении чувствительности данного канала уже в процессе работы прибора. В январе 2017 года детектор сначала был на месяц переведен в режим регистрации медленных событий, за-



Рис. 6. Распределения коэффициентов усиления *G* детектора фотоприемника ТУС: **а** – предполетная калибровка; **б** – полетная калибровка. Вертикальной штриховой линией отмечено медианное значение.

тем выключен, и включен в режиме ш.а.л. только с апреля 2017 г. На рисунке показаны линейные аппроксимации, построенные по стационарным сигналам отдельно для 2016 и 2017 гг. Они соответствуют изменению *G* от $1.2 \cdot 10^5$ до $0.9 \cdot 10^5$, т.е. примерно на 30%.

Кроме резкого изменения может наблюдаться постепенное уменьшение чувствительности канала, вызванное, в частности, действием мощного излучения на солнечной стороне орбиты. Для анализа такого "эффекта старения" для ряда каналов с большой статистикой стационарных сигналов было проведено отдельное исследование зависимости G от времени функционирования на орбите. В качестве примера на рис. 8 изображены вариации чувствительности канала id = 241 (выраженные в единицах G_f), построенные по ежемесячным данным в течение года. Видно, что в 2016 году происходило постепенное снижение чувствительности канала, а в 2017 году — ее стабилизация.



Рис. 7. Диаграмма "Базовый уровень — Дисперсия" для каналов с нелинейной зависимостью: \mathbf{a} — "нешумящий" канал id = 125, $\mathbf{6}$ — канал id = 241 с резким изменением чувствительности. Линейная аппроксимация отдельно для 2016 и 2017 гг. проведена штриховой и сплошной линиями соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В 2016—2017 годах на околоземной орбите регистрировал у.ф.-свечение в атмосфере детектор космических лучей предельно высоких энергий ТУС. В первые дни работы в результате сбоя в системе автоматической регулировки усиления ф.э.у. изменилась чувствительность каналов фотоприемника. Так как калибровочных источников излучения в аппаратуре ТУС предусмотрено не было, то возникла необходимость разработки методики полетной калибровки детектора, использующей в качестве входных данных непосредственно измерения прибора.

Предлагаемая в данной работе полетная калибровка основана на линейной зависимости дисперсии стационарного сигнала от его базового уровня (среднего значения): угловой коэффициент данной зависимости пропорционален коэффициенту усиления ф.э.у. Для проверки методики и оценки коэффициента пропорциональности



Рис. 8. Вариации оценки коэффициента усиления G_f канала id = 241 с сентября 2016 по октябрь 2017 года.

был проведен лабораторный эксперимент с макетом фотоприемника ТУС. Значение коэффициента пропорциональности варьируется от ф.э.у. к ф.э.у. и зависит от положения канала в модуле, поэтому точность метода невысока (погрешность не менее 30%).

На основании этого была осуществлена полетная калибровка фотоприемника ТУС, для чего из базы данных, зарегистрированных детектором на орбите, были отобраны стационарные сигналы. Оценка коэффициентов усиления для 196 из 256 каналов фотоприемника (51 канал вышел из строя, чувствительность 9 каналов оказалась слишком низкой) позволила проанализировать произошедшие в результате сбоя изменения, а также выявить временные вариации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации Роскосмос и Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета "Фундаментальные и прикладные исследования космоса".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Adams J.H. Jr., Ahmad S., Albert J.-N., Allard D., Ambrosio M., Anchordoqui L., Anzalone A., Arai Y., Aramo C., Asano K., Ave M., Barrillon P., Batsch T., Bayer J., Belenguer T. et al. // Astroparticle Physics. 2013. V. 44. P. 76.

https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.01.008

- Benson R., Linsley J. // International Cosmic Ray Conference. 1981. V. 8. P. 145.
- Khrenov B.A., Panasyuk M.I., Alexandrov V.V. // American Institute of Physics Conference Series. 2001. V. 566. P. 57.

- Khrenov B.A. // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 2002. V. 113. P. 115. https://doi.org/10.1016/S0920-5632(02)01830-3
- Abrashkin V., Alexandrov V., Arakcheev Y., Bitkin E., Cordero A., Eremin S., Finger M., Garipov G., Grebenyuk V., Kalmykov N., Khrenov B., Koval V., Martinez O., Matyushkin A., Moreno E. et al. // Advances in Space Research. 2006. V. 37. P. 1876. https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.05.095
- 6. Hamamatsu R1463 photomultiplier tube datasheet. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R1463 TPMH1349E.pdf
- Klimov P.A., Panasyuk M.I., Khrenov B.A., Garipov G.K., Kalmykov N.N., Petrov V.L., Sharakin S.A., Shirokov A.V., Yashin I.V., Zotov M.Y., Biktemerova S.V., Grinyuk A.A., Grebenyuk V.M., Lavrova M.V., Tkachev L.G. et al. // Space Sci. Rev. 2017. V. 8. P. 1. https://doi.org/10.1007/s11214-017-0403-3
- Khrenov B.A., Klimov P.A., Panasyuk M.I., Sharakin S.A., Tkachev L.G., Zotov M.Yu., Biktemerova S.V., Botvinko A.A., Chirskaya N.P., Eremeev V.E., Garipov G.K., Grebenyuk V.M., Grinyuk A.A., Jeong S., Kalmykov N.N. et al. // J. Cosmology and Astroparticle Physics. 2017. V. 2017. P. 006. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/09/006
- 9. Klimov P., Khrenov B., Kaznacheeva M., Garipov G., Panasyuk M., Petrov V., Sharakin S., Shirokov A., Yashin I., Zotov M., Grebenyuk V., Grinyuk A., Lavrova M., Tkachenko A., Tkachev L. et al. // Remote Sensing. 2019. V. 11.

https://doi.org/10.3390/rs11202449

 Khrenov B.A., Garipov G.K., Kaznacheeva M.A., Klimov P.A., Panasyuk M.I., Petrov V.L., Sharakin S.A., Shirokov A.V., Yashin I.V., Zotov M.Yu., Grinyuk A.A., Grebenyuk V.M., Lavrova M.V., Tkachev L.G., Tkachenko A.V. et al. // J. Cosmology and Astroparticle Physics. 2020. 033–033. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/03/033 _ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ___ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 602

УСТАНОВКА ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ИНЖЕНЕРИИ МИКРОБИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМ

© 2021 г. Н. В. Минаев^{*a*}, Е. О. Епифанов^{*a*}, В. И. Юсупов^{*a*,*}

^а Институт фотонных технологий ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2 *e-mail: iouss@yandex.ru Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 25.10.2020 г.

Принята к публикации 27.10.2020 г.

Описана установка для лазерной биопечати, принцип действия которой основан на переносе микроскопического количества геля с живыми системами с донорной подложки под действием наносекундных лазерных импульсов на произвольные (акцепторные) подложки. Использование в установке наносекундного импульсного лазерного источника, объектива "Пи-шейпер" и моторизированной телескопической системы позволяет в автоматическом режиме настраивать параметры лазерного воздействия под различные задачи. С помощью установки можно проводить лазерную печать различными по размерам и физическим свойствам микроорганизмами, клетками и их агломератами. Установка позволяет, используя разнообразные по вязкости гели, подобрать параметры, обеспечивающие стабильные режимы печати и минимизирующие негативные факторы, воздействующие на переносимые живые микроорганизмы.

DOI: 10.31857/S0032816221020166

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время лазерное излучение, благодаря своим уникальным свойствам, широко используется в различных областях науки и техники. Так, лазерная печать, основанная на переносе микроскопического количества вещества под действием лазерно-индуцированного импульсного лавления, используется в тканевой инженерии при создании искусственных биотканей и органов [1]. Этот же механизм переноса лежит в основе лазерной инженерии микробных систем – перспективного метода, позволяющего выделять некультивируемые стандартными способами бактерии [2] и разделять "неразделимые" симбионты [3]. Технология лазерной инженерии микробных систем востребована при синтезе новых антибиотиков, производстве биологически активных веществ, создании своеобразного всемирного банка – "Ноева ковчега" микроорганизмов [4].

В практических исследованиях для проведения процесса лазерной печати необходимо иметь возможность настраивать в широких диапазонах параметры лазерного воздействия. Основными параметрами являются диаметр лазерного пятна и энергия в импульсе, а также, в отдельных случаях, распределение интенсивности лазерного излучения в пятне. Такими возможностями обладает предлагаемая установка для лазерной биопечати.

2. КОНСТРУКЦИЯ СИСТЕМЫ

Фотографии установки для лазерной биопечати и ее основных частей представлены на рис. 1. Установка состоит из импульсного лазерного источника (1) Тесh-1053 Express (ООО "Лазер-экспорт", Россия); расширителя лазерного пучка 2; системы зеркал 3 и 6 для юстировки положения хода лазерного пятна; моторизированной телескопической системы (4) MEX13 (Орtogama UAB, Литва); оптического элемента "Пи-шейпер" (5) Focal-piShaper 9_1064_HP (AdlOptica Optical Systems GmbH, Германия); компактного однозеркального гальваносканера (7) LscanXY (Атеко-ТМ, Россия) в сочетании с F-theta-объективом SL-100-45-80 (Ronar-Smith, Сингапур).

Моторизированная телескопическая система 4 позволяет корректировать диаметр лазерного пятна и расходимость пучка, задавая его размер, а оптический элемент "Пи-шейпер" 5 — настраивать распределение интенсивности в лазерном пятне.

С помощью оптической схемы лазерное излучение с необходимыми параметрами, задаваемыми компьютерной системой управления, фокусировалось в заданную область на донорной под-



Рис. 1. Фотографии установки для лазерной биопечати (**a**) и ее отдельных частей: узла с донорной и акцепторной подложками (**б**), а также узла держателя с донорной подложкой (**в**). *1* – лазер; *2* – расширитель лазерного пучка; *3* и *6* – система зеркал; *4* – моторизированная телескопическая система; *5* – объектив "Пи-шейпер"; *7* – гальваносканер с F-theta-объективом; *8* – оптическая оправка; *9* – кварцевая пластина с поглощающим металлическим слоем; *10* – ограничительная шайба; *11* – слой гидрогеля; *12*, *13* – моторизированные подвижки соответственно для донорной и акцепторной подложек. Сплошной желтой линией показан ход лазерного луча.

ложке (см. рис. 1в), закрепленной в оптической оправке 8. Донорная подложка состоит из круглой кварцевой пластины 9 диаметром 25 мм, на которую методом магнетронного напыления нанесен тонкий (50-100 нм) поглощающий металлический слой (обычно золото или титан). Поверх подложки размещена ограничительная стеклянная шайба 10, вырезанная методом LIBWE [5] из покровного стекла, необходимой толщины (обычно 110, 160, 200 мкм и более), которая задает толщину слоя гидрогеля. Во внутреннюю часть шайбы помещен необходимый объем гидрогеля 11, в который предварительно замешаны пробы целевых культур микроорганизмов либо частицы субстрата с локализованными на них целевыми культурами.

Оправка, в которой зафиксирована донорная подложка, закреплена на моторизированной двухкоординатной подвижке 12. Последняя состоит из набора микрорельсовых направляющих MGNR07H и опорных модулей MGN7CH (Hiwin, Тайвань), шаговых моторов форм-фактора NEMA8 с резьбовым валом с трапецеидальной резьбой 4.76×0.635 мм и комплекта пластиковых деталей, изготовленных с помощью трехмерного принтера. Двухкоординатная моторизированная подвижка 12 установлена на металлической пластине, снизу которой расположена двухкоординатная моторизированная подвижка 13. Она ис-

пользуется для перемещения акцепторной подложки, в качестве которой могут выступать чашки Петри, культуральные планшеты и другие произвольные подложки.

Моторизированные подвижки 12 и 13 управляются с помощью платы управления Bigtreetech SKR PRO v1.1 (Bigtreetech, Китай) с установленной прошивкой Marlin 2.0 (https://marlinfw.org/), что позволяет настроить необходимую комбинацию перемещений донорной и акцепторной подложек синхронно с гальваносканером 7 и импульсным лазерным источником 1. Вся установка собрана на сотовой оптической плите.

Часть установки — узел перемещения донорной и акцепторной подложек — при необходимости изолируется с помощью перчаточного бокса, выполненного из оргстекла, что позволяет поддерживать чистоту проведения экспериментов, контролировать температуру и влажность либо организовывать специфическую среду (например, бескислородную).

Управление процессом лазерной печати осуществляется с помощью компьютера, к которому подключены отдельные элементы лазерной системы (лазер 1, гальваносканер 7, моторизированный телескоп 4, плата управления шаговыми моторами 14), управляемые синхронно.



Рис. 2. Распределение частиц почвы в слое геля толшиной 270 мкм на донорной подложке. Стрелками показано положение наиболее крупных частиц. д направление ускорения свободного падения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты по лазерной печати проводились с суспензией 2%-ного или 4%-ного водного раствора гиалуроновой кислоты с микрочастицами почвы. Предварительно на донорную подложку наносился слой суспензии гидрогеля толщиной от 110 до 300 мкм. Лазерное излучение фокусировалось на донорной подложке в пятно диаметром 30 мкм с гладким (близким к гауссову) поперечным распределением интенсивности.

Наблюдение, выполненное с помошью оптического 3D микроскопа HRM-300 (Huvitz, Korea), показало, что микрочастицы почвы в слое геля на донорной подложке распределяются крайне неравномерно: наиболее крупные частицы (носители микроорганизмов) располагаются внизу, на максимальном удалении от металлического поглощающего покрытия (рис. 2). Таким образом, воздействие различных негативных факторов (скачки температуры, ударные волны, прошедшее импульсное излучение) [6] на живые системы, находящиеся на относительно тяжелых и крупных носителях, можно минимизировать, используя достаточно толстый слой геля.

Эксперименты показали, что размеры полученных на акцепторной подложке микрокапель практически линейно зависят от энергии лазерного излучения (рис. 3). При этом с увеличением вязкости и толщины слоя геля их размер увеличивается. Таким образом, варьируя эти параметры [2], легко получить микрокапли заданного размера.

На рис. 4а представлены кадры скоростной съемки, иллюстрирующие образование струи геля с частичками почвы в процессе лазерной печати. При использованной энергии лазерного импульса скорость струи достигала ~10 м/с. Биологическое тестирование показало, что лазерная печать не оказывала существенного негативного воздействия на переносимые микроорганизмы,

Диаметр микрокапель, мкм



Рис. 3. Зависимость размера гелевых микрокапель с частичками почвы на акцепторной подложке от энергии лазерного излучения для различных толщин слоя геля на донорной подложке и процентного содержания в нем гиалуроновой кислоты. Диаметр лазерного пятна 30 мкм. длительность лазерного импульса 8 нс. На вставке показан пример изображения микрокапли, полученного сканирующим электронным микроскопом.

которые активно прорастали на питательных средах акцепторной подложки (рис. 4б).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная установка для лазерной биопечати может эффективно использоваться в практической работе и научных исследованиях. Благодаря использованию оптической схемы, содержащей импульсный наносекундный лазерный источник, моторизированную телескопическую систему и объектив "Пи-шейпер", можно легко варьировать в широких диапазонах параметры лазерного воздействия на донорную подложку. Это позволяет существенно расширить сферы применения технологии лазерной инженерии микробных систем по сравнению с известными аналогами [7, 8]. Предложенная установка позволяет реализовать стабильные режимы печати, исключающие перенос образующихся при разрушении поглощающей металлической пленки наночастиц [9]. С ее помощью можно проводить лазерную печать различными по размерам и физическим свойствам микроорганизмами, клетками и их агломератами, а также использовать разнообразные по вязкости гели.



Рис. 4. а — последовательные кадры образования струи геля с частичками почвы в процессе лазерной печати; б — фотографии колоний микроорганизмов, выросших на питательной среде акцепторной подложки в местах с перенесенными микрокаплями. Длительность лазерного импульса 8 нс, энергия 25 мкДж. Съемка проводилась скоростной камерой Fastcam SA3 (Photron, USA) на скорости 4000 кадров/с.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят В.С. Жигарькова и К.И. Качесова за предоставленные результаты по биотестированию.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения

работ по Государственному заданию ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН в части калибровки лазерной системы и гранта РНФ 20-14-00286 в части развития технологии ЛИМС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Koch L., Kuhn S., Sorg H., Gruene M., Schlie S., Gaebel R., Polchow B., Reimers K., Stoelting S., Ma N., Vogt P.M., Steinhoff G., Chichkov B. // Tissue Eng. Part C Methods. 2010. V. 16. № 5. P. 847. https://doi.org/10.1089/ten.tec.2009.0397
- Yusupov V., Churbanov S., Churbanova E., Bardakova K., Antoshin A., Evlashin S., Timashev P., Minaev N. // Int. J. Bioprinting. 2020. V. 6. № 3. P. 1. https://doi.org/10.18063/ijb.v6i3.271
- Kochetkova T.V., Zayulina K.S., Zhigarkov V.S., Minaev N.V., Chichkov B.N., Novikov A.A., Toshchakov S.V., Elcheninov A.G., Kublanov I.V. // Int. J. Syst. Evol. Microbiol. 2020. V. 70. № 2. P. 1192. https://doi.org/10.1099/ijsem.0.003902
- Bello M.G.D., Knight R., Gilbert J.A., Blaser M.J. // Science. 2018. V. 362. № 6410. P. 33. https://doi.org/10.1126/science.aau8816
- 5. Минаев Н.В., Шубный А.Г., Юсупов В.И., Цветков М.Ю., Баграташвили В.Н. // ПТЭ. 2018. № 6. Р. 127. https://doi.org/10.1134/S0032816218060101
- Yusupov V.I., Zhigarkov V.S., Churbanova E.S., Chutko E.A., Evlashin S.A., Gorlenko M.V., Cheptsov V.S., Minaev N.V., Bagratashvili V.N. // Quantum Electron. 2017. V. 47. № 12. P. 1158. https://doi.org/10.1070/QEL16512
- 7. Минаев Н.В., Юсупов В.И., Чурбанова Е.С., Чурбанов С.Н., Жигарьков В.И., Антошин А.А. // ПТЭ. 2019. № 1. Р. 153. https://doi.org/10.1134/S0032816219010191
- Минаев Н.В., Юсупов В.И., Чичков Б.Н. Патент на полезную модель № 198221 РФ // Опубл. 25.06.2020. Бюл. № 18.
- 9. Жигарьков В.С., Минаев Н.В., Юсупов В.И. // ПТЭ. 2020. № 1. Р. 153. https://doi.org/10.31857/S0032816219060326

__ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 551.466+551.466.85

АВТОНОМНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ РЕГИСТРАТОР И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В СОСТАВЕ ГИДРОФИЗИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

© 2021 г. А. А. Пивоваров^{а,*}, И. О. Ярошук^{а,**}, Г. И. Долгих^а, А. Н. Швырев^а, А. Н. Самченко^а

^а Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43 *e-mail: pivovarov@poi.dvo.ru

**e-mail: yaroshchuk@poi.avo.ru Поступила в редакцию 23.10.2020 г. После доработки 05.12.2020 г. Принята к публикации 25.12.2020 г.

Описаны конструктивные решения и характеристики автономных акустических регистраторов, а также дано краткое описание элементов измерительного гидрофизического комплекса (излучатели, термогирлянды и др.), в составе которого они применяются. Технические возможности, заложенные в акустические регистраторы, позволяют оперативно создавать различные конфигурации дискретных антенных решеток и акустических интерферометров. На основе данных, полученных с таких приемных систем в составе гидрофизического комплекса, можно проводить диагностику водной среды, донных осадков, а также оценивать акустические характеристики различных источников звука. Предложены некоторые методы и подходы для решения подобных задач и приведены примеры.

DOI: 10.31857/S0032816221030253

введение

Низкочастотная акустика (частота от десятков герц до единиц килогерц) является одним из основных инструментов для решения целого ряда научных и прикладных задач океанологии, геофизики и гидроакустики. К таким задачам относятся, например, дистанционная диагностика толщи водной среды и морского дна, шумопеленгование надводных и подводных объектов и др.

Для решения таких задач исследователям нужны самые различные наборы приемных и излучающих технических устройств. Гидроакустические излучатели и дискретные приемные гидроакустические вертикальные и горизонтальные антенны являются наиболее массовым и востребованным оборудованием в этом направлении. Кроме того, для многих задач низкочастотной акустики могут потребоваться различные гидрологические приборы и устройства. Также данные о пространственно-временной изменчивости скорости звука и поверхностного волнения могут потребоваться для адекватной физической интерпретации результатов акустических экспериментов.

В данной статье рассматриваются конструктивные решения и применение автономного акустического регистратора [1] в составе акустикоокеанологического комплекса, состоящего из гидроакустических антенных решеток, низкочастотных гидроакустических излучателей (например, [2-4]) и пространственно-распределенной системы регистрации полей температуры и давления в водной среде [5]. Также кратко обсуждаются некоторые методики постановки экспериментов и приводятся примеры.

АВТОНОМНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ РЕГИСТРАТОР

Для высококачественной регистрации гидроакустического поля дискретной многоэлементной антенной необходимо решить задачи синхронизации работы элементов и точного определения их положения в пространстве. Кроме того, полезно одновременно регистрировать поле температуры в непосредственной близости от элементов антенны, так как оно, как правило, с высокой точностью определяет поле скорости звука в точках расположения акустических регистраторов [6].

На рис. 1 представлена функциональная схема автономного регистратора. Автономный регистратор гидроакустических сигналов содержит микроконтроллерный блок управления, модуль энергонезависимой памяти, приемный тракт гидроакустического сигнала в составе масштабирующего усилителя с фильтром низкой частоты и



Рис. 1. Функциональная схема автономного регистратора.

32-битным сигма-дельта аналого-цифровым преобразователем (а.ц.п.), канал измерения гидростатического давления (в составе тензопреобразователя избыточного давления), цифровой датчик температуры, цифровой трехканальный акселерометр, высокоточный тактовый генератор и автономный блок питания [1].

Введение в состав автономного регистратора гидроакустических сигналов канала измерения и регистрации вариации гидростатического давления и цифрового акселерометра позволяет фиксировать параметры позиционирования для использования регистратора в составе вертикальных и горизонтальных антенн различных волновых размеров в стационарном и буксируемом вариантах. Наличие высокоточного тактового генератора позволяет синхронизировать работу автономных регистраторов при создании на их основе фазированных приемных антенн.

Возможность синхронной фиксации гидроакустических сигналов и пространственного изменения положения регистратора позволяет значительно улучшить достоверность регистрируемых акустических данных. Цифровой датчик температуры дает возможность попутно получать важную информацию о стратификации водной среды.

При применении регистратора в составе распределенной приемной антенны используется вход синхронизации для запуска процесса регистрации по единому внешнему сигналу. Генератор тактовой частоты выполнен на основе высокостабильного термостатированного кварцевого генератора, что обеспечивает долговременную синхронизацию всех элементов, составляющих распределенную приемную антенну. Результаты измерения сохраняются на энергонезависимой карте памяти стандарта SD емкостью до 128 Гбайт, что позволяет обеспечить непрерывность записи на срок до трех месяцев. Емкость элементов питания подбирается исходя из режима и длительности работы регистратора.

Регистратор работает следующим образом. При включении питания микроконтроллерный блок управления, ядром которого является микроконтроллер PIC32MM0256GPL036, коммутирует Вх. 1–Вх. 4 приемного тракта и переходит в режим ожидания внешнего синхросигнала начала записи измерений, подаваемого на вход синхронизации (Вх. С). Тактовая частота для микроконтроллерного блока управления и а.ц.п. подается с высокостабильного термостатированного кварцевого (тактового) генератора МХО37/8Р. При поступлении на вход синхронизации микроконтроллерного блока управления внешнего сигнала запускается процесс преобразования сигналов, поступающих на его входы. На цифровой вход (Bx. 1) по SPI-протоколу поступает сигнал с пьезокерамического гидрофона, прошедший масштабирующий усилитель с фильтром низкой частоты и оцифрованный 32-битным а.ц.п. ADS 1264 с частотой дискретизации 10 кГц. Сигнал с тензометрического датчика гидростатического давления, прошедший через согласующий усилитель и оцифрованный с помощью 16-разрядного а.ц.п. с частотой дискретизации 10 Гц, поступает по SPI-протоколу на Вх. 2. На цифровой вход модуля позиционирования (Вх. 3) по протоколу І²С поступает сигнал с цифрового трехкомпонентного акселерометра GY 298 с частотой дискретизации 10 Гц. На цифровой вход (Вх. 4) по протоколу 1-wire поступает сигнал с внешнего цифрового



Рис. 2. Схема внутреннего устройства акустического регистратора. *1* – ограждение гидрофона; *2* – гидрофон; *3* – датчик температуры; *4* – крышка; *5* – корпус; *6* – предварительный усилитель; *7* – основная плата; *8* – блок питания; *9* – блок аккумуляторов; *10* – датчик давления; *11* – высокостабильный кварцевый генератор; *12* – карта памяти.

датчика температуры DS18B20 с частотой дискретизации 1 Гц. Данные накаливаются в буфере памяти микроконтроллерного блока управления и затем блоками записываются на энергонезависимую карту памяти типа SD емкостью до 128 Гбайт. Питание автономного регистратора осуществляется модульным блоком питания, состоящим из литий-ионных аккумуляторов. Емкость блока питания подбирается исходя из планируемой длительности и режима работы. Работа регистратора может останавливаться по сигналу, поданному на канал синхронизации, по программе микроконтроллерного блока управления при достижении некоторых параметров либо путем выключения питания. Схема внутреннего устройства акустического регистратора представлена на рис. 2.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Одной из указанных выше задач низкочастотной гидроакустики является акустическая диагностика океанических возмущений различных масштабов, например внутренних гравитационных волн [7]. Пример такого экспериментального исследования описан в [2]. Здесь широкополосный сигнал, прошедший от излучателя до вертикальной антенны, составленной из акустических регистраторов, распадается на несколько мод. Каждая мода имеет свои уникальные характеристики (например, групповую скорость), которые изменяются во времени и определяются, согласно данным мониторинга температуры [5], в основном изменчивостью поля внутренних волн. В точке приема характеристики каждой отдельной моды определяются по временной дисперсии и пространственному распределению по глубине в акустическом волноводе. Исходя из этой задачи, было выбрано расположение акустических регистраторов в качестве вертикальной антенны [8]. Данные о временной и пространственной флуктуации акустического сигнала сопоставляются с характеристиками прошедших по акустической трассе внутренних волн.

В 2018–2019 гг. на шельфе Японского моря в акватории залива Посьета были проведены эксперименты по отработке методики определения пеленга и дистанции шумоподобного сигнала, а также исследование распространения низкочастотных сигналов с применением акустических регистраторов.

В эксперименте 2019 г. исследовалась задача по определению пеленга и дистанции до источника шумоподобного сигнала, принятого на горизонтальную антенну из установленных на дне в линию через 1 км синхронизированных по времени акустических регистраторов. Схема эксперимента приведена на рис. 3.

В качестве источника сигнала был использован гидроакустический излучатель с электромагнитным преобразователем, предназначенный для генерации гидроакустических сигналов в диапазоне от 230 до 270 Гц и развивающий эффективное звуковое давление в полосе до 3700 Па.

В процессе эксперимента параллельно линии горизонтальной антенны с борта судна-носителя в различных точках проводилось излучение шумоподобного сигнал (М-последовательностей 256 символов) в частотном диапазоне 224—264 Гц. Уровень мощности излучения варьировался для изменения значения отношения сигнал/шум (SNR) на акустических регистраторах. На рис. 4 и 5 приведены результаты обработки сигналов с отношением сигнал/шум от нескольких децибел (SNR $\approx 2-3$ дБ) и выше.

Для каждой точки излучения строилась функция взаимной корреляции для пар 1-2, 2-3 акустических регистраторов, как показано на рис. 4. По максимуму корреляционной функции определялось время задержки прихода сигнала на соответствующие акустические регистраторы и направление на источник сигнала. Затем уже с помощью двух пеленгов от каждой пары приемников определялось расстояние до источника. Также бы-



Рис. 3. Схема эксперимента 2019 г. по определению пеленга и дистанции на источник шумоподобного сигнала.

ла рассчитана зависимость ошибки оценивания пеленга по данным двух регистраторов 1 и 2 и дистанции по данным трех регистраторов 1, 2 и 3 для каждой точки излучения, как показано на рис. 5.

В октябре 2018 г., в рамках тестирования акустических регистраторов, проводился эксперимент по исследованию распространения низкочастотных акустических сигналов на стационарной трассе гидрофизического полигона. Дно данной трассы характеризуется достаточно мощным слоем осадков толщиной до 450 м [9]. При этом верхняя часть осадков общей толщиной около 100 м – это





два слоя песка разной фракции с продольными скоростями 1600 и 1650 м/с. Схема данного эксперимента представлена на рис. 6. Для излучения различных наборов шумоподобных сигналов был использован буксируемый гидроакустический излучатель с электромагнитным преобразователем, предназначенный для генерации гидроакустических сигналов в диапазоне от 30 до 40 Гц и развивающий эффективное звуковое давление в полосе до 1200 Па. Сигнал принимался на синхронизированные по времени акустические регистраторы, располо-



Рис. 5. Ошибка определения пеленга на источник для регистраторов 1 и 2, ошибка определения дистанции по регистраторам 1, 2 и 3 для разных точек излучения.



Рис. 6. Схема эксперимента 2018 г. по исследованию распространения низкочастотного звука.

женные на дне стационарной акустической трассы на расстоянии ~2 км друг относительно друга.

Хотя характерная длина волны сигналов и достаточно велика (около 45 м) для глубины акустической трассы в 40 м, тем не менее, из-за наличия мощного осадочного слоя в данном волноводе может существовать более десятка распространяющихся мод.

На рис. 7 представлены некоторые характерные результаты корреляционной обработки излученных сигналов с принятыми на акустические регистраторы 1, 3 и 5. Достоверно зная расстояние, по времени задержки сигнала определялись его скорость распространения и модовый состав. Как видно из рис. 7, на малых расстояниях (например, т.и. 1) регистрируемый сигнал формируется целым набором распространяющихся близких мод. Функция корреляции при этом довольно широкая, и групповые скорости распространения большинства мод существенно определяются свойствами осадочных слоев. На достаточно больших расстояниях от точки излучения (например, т.и. 4) большая часть мод затухает в осадках и корреляционная функция при этом становится уже, а групповая скорость приближается к скорости звука в воде. Анализ групповых скоростей различных мод, при наличии некоторой априорной информации об акустических характеристиках осадков, позволяет провести уточнения этих параметров и сформировать более детальную геоакустическую модель дна (геоакустическая инверсия) [9].

Все отмеченные выше экспериментальные исследования сопровождались регистрацией внутренних гравитационных волн, которые в данном районе являются основной причиной простран-

ственно-временных вариаций поля скорости звука во временном интервале от минут до десятка часов [10]. На рис. 3 и 6 была показана схема постановки заякоренных термогирлянд, состоящих из датчиков температуры, расположенных от дна до поверхности. Все термогирлянды расположены на трассе нормально изобатам. Такое расположение было выбрано в соответствии с направлением движения интенсивных гравитационных внутренних волн в данном районе [5]. Расчеты по модели мелкой воды позволяют оценивать температуру не только в точках постановки термогирлянд, но и по всей трассе измерений [10]. Даже однократное измерение в каждом метеорологическом сезоне солености и температуры СТД-зондом на основе регрессионного анализа (температура-соленость) позволяет с достаточно высокой точностью пересчитывать полученную с помощью термогирлянд температуру в скорость звука (с точностью не хуже 0.1 м/с) [6]. Таким образом, наличие на полигоне термогирлянд позволяет эффективно оценивать поле скорости звука на акватории во время эксперимента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важным преимуществом автономных акустических регистраторов является гибкость их применения, позволяющая быстро и с минимальными издержками создавать протяженные дискретные вертикальные и горизонтальные антенны различных волновых размеров. Также благодаря системе временной синхронизации возможно их использование в задачах когерентной гидроакустики и акустической томографии. Наличие датчиков гидростатического давления и температуры



Рис. 7. Значения нормированной функции корреляции излученного и принятого сигнала на акустических регистраторах 1, 3 и 5 для различных точек излучения.

позволяет уточнять местоположение регистратора и получать информацию о поле скорости звука. На примерах в данной статье мы рассмотрели только линейные конфигурации антенн, составленные из наборов акустических регистраторов. Для некоторых задач могут потребоваться и более сложные конфигурации, например, в задачах определения пеленга [11]. При необходимости подобные антенны также могут быть сформированы на базе группы акустических регистраторов.

Комплексная регистрация акустических полей и полей температуры позволяет учитывать влияние пространственно-временной изменчивости скорости звука на формирование принятых горизонтальной антенной сигналов. Такой учет необходим как при решении прямых задач о распространении звука, так и для решения обратных задач, например задача геоакустической инверсии дна. Стоит также отметить, что с увеличением в экспериментах дистанции от источника до горизонтальной антенны, за счет накапливающихся статистических эффектов, флуктуации интенсивности сигнала на входе антенны могут достигать значительных величин (на рассмотренном полигоне до десятка децибел) [12]. Такие статистические эффекты возникают благодаря фоновым внутренним волнам, которые всегда присутствуют в морской среде. Анализ таких флуктуаций сигналов может быть произведен с помощью оценки высокочастотных колебаний температуры.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по госзаданию (№ АААА-А20-120021990003-3) "Изучение фундаментальных основ возникновения, развития, трансформации и взаимодействия гидроакустических, гидрофизических и геофизических полей Мирового океана".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Пивоваров А.А., Ярощук И.О., Швырев А.Н., Леонтьев А.П. Патент на полезную модель 171967 РФ. МПК G01V 1/38 // Опубл. 22.06.2017. Бюл. № 18.
- 2. Пивоваров А.А., Ярощук И.О., Швырев А.Н., Самченко А.Н. // ПТЭ. 2020. № 6. С. 95. https://doi.org/10.31857/S0032816220050341
- Долгих Г.И., Долгих С.Г., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Швырев А.Н., Чупин В.А., Яковенко С.В., Ярошук И.О. // ПТЭ. 2017. № 4. С.137. https://doi.org/10.7868/S0032816217030181
- 4. Долгих Г.И., Ярошук И.О., Пивоваров А.А., Пенкин С.И., Швырев А.Н. // ПТЭ. 2007. № 5. С. 163.
- Леонтьев А.П., Ярощук И.О., Смирнов С.В., Кошелева А.В., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Швырев А.Н. // ПТЭ. 2017. № 1. С. 128. https://doi.org/10.7868/S0032816216060227
- Kosheleva A.V., Lazaryuk A.Yu., Yaroshchuk I.O. // Proc. Meetings Acoustics. 2015. V. 24. P. 005001. https://doi.org/10.1121/2.0000109
- 7. Лучинин А.Г., Хилько А.И. // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 2. С. 245.
- Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 233.
- Samchenko A.N., Kosheleva A.V., Shvyrev A.N., Pivovarov A. // Chinese Phys. Lett. 2014. V. 31. № 12. P. 124301. doi https://doi.org/10.1088/0256-307X/31/12/124301
- Кукарин В.Ф., Ляпидевский В.Ю., Храпченков Ф.Ф., Ярощук И.О. // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2019. № 3. С. 38.
- 11. Бурдуковская В.Г., Петухов Ю.В., Хилько А.И. // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 6. С. 729.
- 12. Гулин О.Э., Ярощук И.О. // ДАН. 2014. Т. 458. № 1. С. 97.

= ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА =

УДК 53.07

СТЕНД ЛАЗЕРНОГО КАТАЛИЗА

© 2021 г. В. Н. Снытников^{*a*,*}, Вл. Н. Снытников^{*a*}, Н. С. Масюк^{*a*,**}, Т. В. Маркелова^{*a*}, В. Н. Пармон ^{*a*}

> ^а Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 5 *e-mail: valsnyt@gmail.com **e-mail: nad0292@yandex.ru Поступила в редакцию 27.10.2020 г. После доработки 06.11.2020 г. Принята к публикации 09.11.2020 г.

В Институте катализа СО РАН создан стенд для изучения фотохимического и теплового воздействия инфракрасного лазерного излучения на двухфазную газопылевую среду из смесей легких углеводородов и каталитически активных наночастиц. Стенд содержит реакторы с потоками газов от 10 до 1000 л/ч и лазерным излучением интенсивностью от 10 до 10^5 Вт/см², CO₂-лазеры, аппаратуру анализа продуктов реакций и другую диагностическую технику, а также секцию лазерного синтеза оксидных нанопорошков производительностью до 1.5 г/ч. Один из CO₂-лазеров – непрерывного излучения, мощностью до 120 Вт, другой – импульсно периодический с максимальной средней мощностью 450 Вт. Разработанные реакторы с лазерным излучением позволяют изучать ламинарные, вихревые и переходные течения газов с химическими реакциями. Для измерения температуры газа до 1100°С в поле излучения лазера до 10^3 Вт/см² использованы термопары с электродами из молибдена и меди. Изучение воздействия лазерного излучения на кластере Института катализа и Сибирского суперкомпьютерного центра CO РАН.

DOI: 10.31857/S003281622102021X

введение

Излучение CO_2 -лазера эффективно поглощается в газовых потоках этиленом, аммиаком, элегазом и рядом других соединений, а также наночастицами различной природы. Оно фотохимическим и тепловым образом способно стимулировать гомогенные и гетерогенные каталитические реакции у химически активных реагентов. Протекающие физико-химические процессы в среде с неравновесным излучением мы определяем как лазерный катализ [1–3].

Одной из востребованных задач лазерного катализа является получение водорода из легких алканов и создание технологии его производства на малотоннажных установках с улучшенными экологическими и экономическими показателями. В качестве сырья наиболее важно использование природного газа. Помимо водорода необходимо одновременно производить и многие другие высоко маржинальные полупродукты. Среди них этилен, пропилен, бутадиен и другие соединения.

Для создания новой химической технологии совместного получения водорода и указанных соединений требуются новые решения по активации метана и других легких алканов в смесях углеводородов с водородом. В числе перспективных идей решения этой проблемы предлагается использовать излучение СО2-лазеров для управления процессами пиролиза легких алканов [1-3]. Возможность лазерного управления пиролизом углеводородов связана со способностью этилена поглощать инфракрасное (и.к.) излучение на длине волны 10.6 мкм в полосе генерации СО₂лазера. Сам пиролиз носит пороговый характер по интенсивности и температуре стенок реактора. Кроме того, в качестве сенсибилизаторов поглощения лазерного излучения могут служить и наночастицы различной химической природы, в том числе имеющие каталитическую активность, с созданием в реакторе двухфазной газопылевой среды [4].

Ранее, в 70-х и 80-х годах двадцатого века, проводились многочисленные работы в направлениях лазерной фото- и термохимии [5, 6]. Для плотного газа с термическим нагревом излучением отмечалось, что процессы идут как фотохимические с протеканием многих нелинейных явлений, трудно поддающихся интерпретации [7]. Одна из причин этих трудностей состоит в неизотермичности газа с изменением по объему оптической плотности и по-



Рис. 1. Схема стенда лазерного катализа. 1 – лазерная секция; 2 – секция лазерного испарения; 3 – секция химического анализа; 4 – реакторные зоны; 5 – секция газоподачи; $И\Pi$ – источник питания, Л – лазер, K – блок контроля, $O\Pi$ – оптический переключатель, BH – вакуумные насосы, ИP – измеритель-регулятор расходов, $\Phi\Pi$ – формирователь потоков.

глощательной способности среды. Для такой среды важно выделить фотохимические процессы, индуцированные лазерным излучением, на фоне термических явлений, связанных с нагревом газовой смеси [8].

Решение этой сугубо нелинейной задачи, которая встречается также в нелинейной спектроскопии для лазерного излучения в многокомпонентных газовых средах [9], лежит на пути использования численных моделей CFD (Computational Fluid Dynamics) динамики химически активных сред с поглощением и переносом излучения [10]. Современные работы по воздействию лазерного излучения на среды связаны, в основном, с лазерным CVD (Chemical Vapour Deposition) [11], а также с суперкомпьютерным моделированием химических процессов в реакторах [12]. В настоящее время имеется большой спрос на экспериментальные данные в такой сложной области, как воздействие лазерного излучения на многокомпонентную двухфазную среду с наночастицами, поверхность которых обладает каталитической активностью.

В данной работе мы представляем созданный нами в Институте катализа (ИК) СО РАН стенд лазерного катализа, на котором изучаются фотохимические и тепловые воздействия на двухфазную газопылевую среду из реакционноспособных смесей углеводородов.

СОСТАВ СТЕНДА, ОБОРУДОВАНИЕ И ЕГО НАЗНАЧЕНИЕ

Экспериментальный стенд лазерного катализа состоит из пяти секций (рис. 1): лазерной, лазерного синтеза наночастиц, химического анализа, зоны реакторов, секции газоподачи. Рассмотрим каждую из них в отдельности.

Лазерная секция

В эту секцию входят непрерывный и импульсно-периодический лазеры, блоки их питания, блоки контроля мощности и спектрофотометр.

Непрерывный газоразрядный CO_2 -лазер ЛГ100-2М создан в Институте катализа СО РАН и имеет максимальную выходную мощность до 120 Вт на частоте 944.2 см⁻¹ (мода TEM_{00}) и диаметр пучка на выходе 8 мм. Частота генерации лазера попадает в диапазон частот, на которых поглощает этилен. Предусмотрена возможность перестройки резонатора с изменением частоты излучения от 938 до 949 см⁻¹. Интенсивность лазерного излучения в реакционных зонах меняется как изменением общей мощности, так и путем изменения диаметра лазерного луча от 0.2 до 1.2 см с помощью специальных оптических схем.

Блок контроля (*БК*) излучения содержит делительные оптические элементы, трассирующий лазер с длиной волны 0.65 мкм и датчики мощности излучения. Непрерывный контроль мощности на выходе из лазера осуществлялся с использованием ZnSe делительной пластины с коэффициентом отражения 1%, и измерителем мощности излучения LM2 ("Карл Цейс", ГДР).

С лазера предусмотрен вывод излучения в секцию лазерного синтеза наночастиц с помощью оптического переключателя.

Второй используемый лазер — газоразрядный импульсно-периодический CO₂-лазер ROFIN SC 30 (Rofin-Sinar UK Ltd, England) с максимальной частотой импульсов 100 кГи и максимальной средней мощностью 450 Вт. Длина волны излучения 10.6 мкм. Диаметр лазерного луча на выходе из лазера – 8 мм. Непрерывный контроль мощности осуществлялся с использованием встроенного в лазер датчика и вольтметра В7-22А. Блок контроля позволял вводить в схему трассировочное излучение и измерять форму и частоту импульсов излучения (рис. 2). Для этого использовался и.к.датчик ФСГ-22А (Ge-Au, 78 K). Временное разрешение датчика с учетом электрической схемы составило 0.65 мкс. Сигнал поступал на осциллограф С1-72.

На стенде используются зеркала Cu с защитным покрытием CeF₃, оптические окна и линзы из ZnSe с прозрачностью >99% для 10.6 мкм и зеркала на основе Si (ULO Optics, Israel). Переключение оптических трасс (*OII*) на стенде осуществляется с помощью подвижных зеркал на высокоточных направляющих.

Спектр излучения обоих лазеров во всех экспериментах регистрировался на и.к.-спектрометре "Инфралюм" ФТ-801 (Симекс, Россия) с полосой чувствительности 550–5500 см⁻¹ и спектральным разрешением 0.5 см⁻¹. Спектрометр по оптическим трассам подключен к блоку контроля одного из лазеров.

Использование CO₂-лазеров при пиролизе углеводородов на стенде лазерного катализа имеет несколько преимуществ [1]:

 позволяет снизить температуру стенок реактора по сравнению с традиционным и плазмохимическим пиролизом, который проходит при температуре выше 1000°С;

 уменьшает количество нежелательных продуктов, таких как графит, ацетилен, или более тяжелых продуктов конденсации;

– увеличивает выход целевых продуктов (водорода, этилена, пропилена и т.д.) без дальней-



Рис. 2. Осциллограмма импульсов излучения длительностью 10 мкс в одном из режимов генерации ROFIN SC 30. Коэффициент заполнения – 42%; масштаб по горизонтали – 10 мкс/деление.

шего разложения продуктов до CO₂ по сравнению с окислительным пиролизом.

Импульсно-периодическое излучение CO₂-лазера позволяет снизить общую плотность мощности излучения и добиться быстрого охлаждения реакционной смеси с закалкой компонентного состава без применения специального оборудования. Секция позволяет изучать зависимость эффективности пиролиза от частоты генерации лазера.

Секция лазерного синтеза наночастиц

Секция включает в себя стальную вакуумируемую камеру объемом ~20 л с испарительным блоком внутри, оптическую систему контроля и подсветки, схему дозированной подачи различных газов или их смеси, аппаратуру для измерения давления (вакуума), узел ввода и фокусировки лазерного излучения, вакуумный пост на основе двух насосов 2HBP-5ДМ и азотной ловушки. Вакуумная камера с рабочим диапазоном давлений 10^{-2} — 10^3 Торр имеет окно Ø200 мм для установки испарительного блока с образцами, окна с оптическими фильтрами для контроля процесса, подвижный вакуумный ввод излучения с линзой из ZnSe Ø28 мм и возможным фокусным расстоянием 80-200 мм. Давление в камере контролируется вакуумметрами: модель 11201 (Россия) и ВИТ-2 с лампой ПМТ-4М.

Испарительный блок состоит из цилиндрической камеры (материал Д16Т) с лабиринтной коаксиальной системой сепарации наночастиц по размерам и выходом на фильтр для осаждения частиц нужного размера. Газ-носитель частиц вводится в испарительный блок через медное сопло соосно с фокусируемым на мишень излучением. Далее газ уходит через фильтр в систему вакуумной откачки. В экспериментах используются беззольные бумажные фильтры (АО "Экрос", Россия) диаметром 110 мм, заменяемые после каждо-



Рис. 3. Фотография нанопорошка СеО₂.

го испарения. Часть испарительного блока в зоне установки мишеней изготовлена из кварцевого стекла, обеспечивающего визуальный контроль процесса. Мишени (таблетки из оксидов различных материалов) помещаются в подвижные тигли с вакуумным вводом.

Характерные параметры установки: давление газа в режиме испарения 0.03–0.9 атм; расход газа 30–300 нл/ч; мощность подаваемого излучения 20–110 Вт; пятно фокусировки на мишени 0.3–2.0 мм; производительность процесса 0.5–1.5 г/ч; размеры получаемых наночастиц 2–30 нм (зависит от газа-носителя и его давления в камере).

Типичные материалы, используемые для получения нанопорошков: ZrO_2 , Al_2O_3 , SiO_2 и др., в том числе с легированием Cr, Mn, Fe, SiO_2 , сложные оксиды на основе Zr-Y-Yb, образцы метеоритов. Детальный анализ получаемых результатов проводится на комплексе диагностических установок ИК СО РАН.

На рис. 3 в качестве иллюстрации приведена типичная фотография нанопорошка CeO₂, полученного при мощности лазерного излучения 110 Вт. Газ-носитель He/O₂, суммарное давление 0.04 атм, расход He/O₂ – 173 + 3.6 л/ч. Наночастицы представляют собой смесь ограненных нанокристаллитов размером 4—6 нм.

Отметим, что прототип установки и основные диагностики наноматериалов были ранее описаны нами в [13].

Секция химического анализа

Стенд оборудован газовыми хроматографами, позволяющими детектировать основные реагенты и продукты реакции пиролиза алканов: CH₄, C₂H₄, C₂H₆, C₂H₂, C₃H₈, C₃H₆, C₄H₁₀, C₅H₆, C₆H₆, H₂. Анализ содержания водорода в смеси осуществляется с помощью газоанализатора "Тест-1" либо хроматографа ЛХМ-80 с насадочной колонкой 2 м × 3 мм, сорбент NaX, с Ar в качестве газа-носителя.

Анализ углеводородов C_1 - C_6 проводился на газовом хроматографе "Кристалл 5000" (Хроматэк, Россия) с капиллярной колонкой Agilent Technologies 50 м × 0.53 мм, сорбент HP-Al-KCl, в потоке Не в качестве газа-носителя.

Реакторные зоны

Все реакторы, использованные в стенде лазерного катализа, были сконструированы и созданы в ИК СО РАН. С помощью трех различных конструкций (рис. 4) были реализованы режимы ламинарного течения с расходом газов до 10 л/ч, вихревого течения и переходные режимы от ламинарного к турбулентному с расходом газов до 400 л/ч. Корпус всех реакторов выполнен из нержавеющей стали 12X18H10T, толщина стенок 2 мм. Оптическими вводами лазерного излучения служили пластины из просветленного ZnSe с коэффициентом пропускания >99%. Все реакторы снабжены вводами для термопар, внешними нагревателями спирального типа мощностью от 300 до 1400 Вт со слоем теплоизоляции из минеральной ваты.

Прокачка газов осуществляется с помощью вакуумных мембранных насосов (Россия).

Реактор пиролиза с ламинарным течением и расходами до 10 л/ч

Проточный реактор был ранее описан в [1]. Число Рейнольдса изменяется от 3 до 5. Внутренний диаметр – 21 мм, общая длина – 300 мм, длина зоны поглощения – 70 мм (рис. 4а). Время контакта смеси при расходе 8 л/ч – 10 с. Реактор снабжен встречными вводами для подачи газовой смеси 3 и вводами зашитного газа 2 для оптических окон 1 и для локализации зоны поглощения. Наряду с подачей защитного газа, для локализации этилена использовались диафрагмы 4. Выход газовой смеси и забор проб осуществлялся через вывод 5. Встречный ввод реакционной смеси позволяет организовать зону эффективного смешения, которая смещается потоком метана, организуя режим идеального вытеснения. Такая организация газовых потоков позволяет удержать этилен в нагреваемой зоне и направить смесь на выход из реактора. Температура стенки реактора изменялась в диапазоне от 600 до 1100 К.

Мощность лазерного излучения на выходе из реактора измерялась преобразователем ТИ-3 (Россия) с апертурой 23 мм, достаточной для улавливания всего выходящего излучения. Коэффициент преобразования 0.093 мВ/В, постоянная времени ≤10 с.

Конструкция этого реактора имеет ряд преимуществ:

 в реакторе формируется ограниченный в пространстве газовый слой реагентов с четкими границами [14];

 создается эффективная газовая изоляция окон [14];

 имеется возможность измерения температуры газа вблизи стенок и в объеме реактора, а также мощности лазерного излучения и состава газовой смеси на входе и выходе реактора.

Реактор пиролиза с вихревым течением и расходами до 40 л/ч

Число Рейнольдса в реакторе изменяется от 1 до 10. Диаметр реактора 21 мм, общая длина 300 мм, длина реакционной зоны — 70 мм (рис. 46). Реактор снабжен шестью вводами для подачи газовой смеси *3* и двумя вводами защитного газа *2* для оптических окон *1*. Выход газовой смеси и забор проб, также как и в реакторе с расходами до 10 л/ч, осуществлялся через вывод *5*. Для локализации реакционной зоны, наряду с подачей инертного газа, использовались диафрагмы *4*. Контроль мощности на выходе из реактора осуществлялся калориметром OPHIR AN/2 (Израиль).

Благодаря такому расположению вводов газовой смеси, потоки реагентов подаются навстречу друг другу. В реакторе при различных расходах реагентов образуются вихревые зоны, которые позволяют поддерживать постоянным количество превращенного вещества, эффективнее снимать тепло со стенок и увеличивать время контакта смеси. Благодаря этому можно получить значительную конверсию при достаточно больших расходах для данного объема реактора. С помощью такого ввода газа удалось получить вихревой режим течения при относительно небольших расходах.

Наличие завихрений подтверждается математическими расчетами (рис. 5). Математическая модель трехмерной динамики реакционно-способной газовой смеси разработана на основе базовой модели ламинарного реакционно-способного газового потока в пакете ANSYS Fluent (лицензия Сибирского суперкомпьютерного центра (ССКЦ) СО РАН) [15]. Она представляет собой систему уравнений многокомпонентной газодинамики. Ламинарный поток газа описывается трехмерной моделью Навье–Стокса для идеального газа с химическими реакциями. На рис. 5 представлены результаты расчета для расходов 12 л/ч этана и 4 л/ч метана и температуры стенки в реакционной зоне 1000 К.



Рис. 4. Схемы реакторов: **a** – с ламинарным течением до 10 л/ч и **б** – с вихревыми течениями газа (1 – оптические окна; 2 – вводы защитного газа; 3 – вводы смесей реакционных газов; 4 – газовые диафрагмы; 5 – вывод газовой смеси; 6 – термопарные вводы; 7 – зона нагревателя с теплоизоляцией); **в** – опытно-демонстрационного реактора (о.д.р.: 8 – цилиндрический стальной канал пиролиза; 9 – оптический канал для ввода излучения СО₂-лазера; 10 – каналы подачи и предварительного нагрева газов; 11 – приемноохлаждающий блок; 12 – выхоп в атмосферу; 13 – вакуумный насос; 14 – выход на хроматограф "Кристалл-5000.2"; 15 – сменная стальная диафрагма; 16 – тепловые источники; 17 – оптические вводы).

Опытно-демонстрационный реактор (о.д.р.) пиролиза с ламинарно-переходным течением с расходами до 1000 л/ч

Основным элементом о.д.р. (рис. 4в) является цилиндрический стальной канал пиролиза газов 8, соосный с оптическим каналом 9 для ввода излучения CO₂-лазера. К основному каналу через стыковочный узел приварены под углом 75° два идентичных канала подачи и предварительного нагрева газов 10. Реакционный объем и каналы подогрева имеют внутренний диаметр 38 мм. Оптический канал изготовлен из трубы внутренним диаметром 32 мм и снабжен сменной стальной диафрагмой Ø6 мм 15, установленной на входе в



Рис. 5. Линии тока газовых потоков в реакторе. Трехмерный по пространству расчет с помощью пакета ANSYS Fluent (лицензия ССКЦ СО РАН). Суммарный расход газов 16 л/ч.

стыковочный узел. Число Рейнольдса при расходах 50 л/ч изменяется от 10 до 400. На входе канала ввода излучения установлены окно из просветленного ZnSe и узел подачи защитного газа. На торцах труб для подогрева газов установлены блоки подачи реагентов и формирования газовых потоков, которые одновременно служат для ограничения входной температуры.

На выходе трубы пиролиза смонтирован приемно-охлаждающий блок 11 с элементами диагностики и выводами на вакуумный насос и выхлоп в атмосферу. О.д.р. имеет термопарные герметизированные вводы для детального измерения газовой температуры в реакционной зоне (включая приосевое сечение) и контроля температуры нагреваемых газов на выходе каналов 10). Также используются кварцевые герметизированные окна 17 для использования оптических пирометров. Канал пиролиза и трубы подогрева газов имеют три независимых тепловых источника омического типа с максимальной выделяемой мощностью 1400 Вт каждый и внешней теплоизоляцией из минеральной ваты (16).

Благодаря трем независимым тепловым источникам в реакторе можно варьировать длину реакционной зоны. Унифицированные узлы подачи исходных газов в о.д.р. и оптическая схема ввода излучения позволяют использовать диапазон расходов газа от 10 до 1000 л/ч и излучение как непрерывного, так и импульсно-периодического режима с максимальной импульсной мощностью до 700 Вт. Доля буферного, не участвующего в реакции защитного газа метана может быть уменьшена до 5 об. %.

Заложенные в конструкцию реактора технические решения показали свою пригодность для проведения масштабных экспериментов по пиролизу предельных углеводородов. Увеличение характерных расходов до 500 л/ч и более дает время контакта около 8 с, при котором на модельном реакторе с включением лазерного излучения конверсия этана составляет более 50%.

Температурная диагностика в реакторах

Пристеночная температура газа измерялась стандартными термопарами К-типа Ø0.3–0.5 мм, диапазон температур 10–1100°С. Данные регистрировались на устройстве контроля УКТ38 (ОВЕН, Россия) с точностью 1°С и на измерителе-регуляторе ТРМ202 (ОВЕН, Россия) с точностью 0.1°С.

Для измерения температуры в поле излучения лазера были разработаны новые термопары. Большинство выпускаемых термопар имеет в своем составе высокую концентрацию никеля или платины. Присутствие этих веществ в химически активной среде приводит к существенным изменениям параметров реакций в непосредственной близости от термопары. Поэтому для измерения температуры в области излучения была изучена возможность использовать проводники из меди и молибдена. Этот выбор обусловлен рядом условий. Во-первых, диапазон измеряемых температур должен находиться в пределах от 400 до 900°С. Во-вторых, термоэлектроды не должны оказывать влияния на изучаемые процессы в реакторе. В-третьих, материал термоэлектрода должен обладать устойчивостью к воздействию лазерного CO₂-излучения высокой интенсивности и иметь низкий уровень поглощения излучения ≤2%. Спектральный коэффициент отражения этих материалов: $\rho_{Mo} = 0.982, \rho_{Cu} = 0.985$ при $\lambda = 10.6$ мкм.

Были собраны опытные образцы молибденмедных термопар (ТММ) с диаметром 0.18 мм, изготовленные методом лазерной сварки (Институт лазерной физики СО РАН, Россия). В тестовых испытаниях была получена воспроизводимая градуировочная кривая и установлены следующие технические характеристики ТММ: – устойчивость к лазерному излучению ~300 Вт/см²;

 уровень поглощения излучения соответствует исходным материалам;

- минимальная каталитическая способность;

– работоспособность при температурах до 950°С;

воспроизводимость градуировочной кривой от датчика к датчику в пределах $\pm 2^{\circ}$ C;

 рабочий ресурс порядка 20 ч (вследствие "водородной болезни" охрупчивается медь);

– чувствительность в диапазоне 500–600°С – 12.5 мкВ/°С.

Определение температуры производится по градуировочной кривой и сигналу с вольтметра В7-38.

В экспериментах по пиролизу этана с расходами газов до 50 л/ч основными термопарами для диагностики были хромель-алюмель (ТХА 0.3 мм) и медь-молибден (ТММ 0.18 мм) – в условиях воздействия лазерного CO₂-излучения.

Пирометр ЭОП-66 ("Эталон", Украина) с диапазоном измеряемых температур $800-10000^{\circ}$ С позволяет измерять в реакторах, снабженных окнами SiO₂, температуру внутренних стенок. При установке в поток газа тонкой плоской мишени, слабо влияющей на процесс, например Мо Ø2 мм и толщиной 50 мкм, возможно измерить и газовую температуру. Характерная суммарная погрешность пирометра в области температур $800-1200^{\circ}$ С составляет 5–9°С.

Для температурной диагностики также использовался двухцветовой инфракрасный пирометр M77S (Mikron Infrared, INK. USA). Пирометр получает и.к.-излучение объекта контроля на двух длинах волн в области 0.8 и 1.0 мкм, а показания температуры рассчитываются на основании соотношения интенсивности и.к.-излучения на этих двух длинах волн. Таким образом, точность измерения не зависит от изменения коэффициента излучения, степени поглощения и.к.излучения на линии визирования или частичного заполнения зоны обзора объектом контроля при условии, что действие этих факторов будет одинаковым на каждой из двух длин волн. использующихся для измерения температуры (т.е. поддерживается постоянное соотношение интенсивности и.к.-излучения на двух длинах волн).

Через специальные смотровые окна пирометр может наводиться как на стенку реактора для контроля ее температуры, так и на мишень, расположенную в реакторе. По температуре свечения мишени возможно судить о температуре газа, наполняющего реактор, в месте расположения мишени. Пирометр работает при размерах цели 5% от поля обзора. Погрешность измерений $\pm 0.5\%$ от полной шкалы при температурах измерений 500–1400°С.

Секция газоподачи

На стенде предполагается использование как одного легкого алкана. так и двух- и трехкомпонентных смесей различных углеводородов, включая метан, этан, пропан, бутан, этилен и пропилен. Перед подачей в реакторную зону газы предварительно смешиваются либо формирователем потоков УФГП-4 (ИК СО РАН) с точностью задания не хуже 2% и максимальным суммарным расходом 100 л/ч, либо с помощью цифровых измерителей-регуляторов массового расхода газа Mass-View (Bronkhorst High-Tech BV, Netherlands). В последнем случае расходы по этану и пропану могли задаваться в диапазоне 10-1000 нл/ч, по этилену в диапазоне 1-50 нл/ч, по метану 10-780 нл/ч с точностью не хуже 0.5% от показаний +0.1% от полной шкалы.

Газопылевые потоки готовятся пропусканием газовых потоков на входе реактора через ячейку с предварительно насыпанным порошком из наночастиц.

Газы, используемые в экспериментах, поставлялись ИК СО РАН, чистота метана и этана >99.8%, этилена >99.9%. Газы использовались без дополнительной очистки.

ПРОГРАММЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Используемое на стенде излучение CO₂-лазера распространяется в химически активной среде реакторного объема в нелинейном режиме. Лазерное излучение индуцирует фотохимические процессы и термические явления, связанные с нагревом газовой смеси. Для понимания роли каждого из этих процессов при изменении экспериментально задаваемых параметров необходимо иметь численную модель реактора с самосогласованными излучением и химическими процессами, а также с решением трехмерной задачи газовой динамики с учетом реальной геометрической формы реактора.

Такая численная модель CFD-динамики химически активных сред с поглощением и переносом излучения создана на основе пакета ANSYS Fluent [15]. В численной модели учтены трехмерная геометрия реактора, многокомпонентное течение газа с диффузией и перемешиванием, теплообмен со стенками, перенос и поглощение излучения в окнах и в газовой среде.

В расчетах решаются трехмерные по пространству уравнения Навье—Стокса для компонентов сжимаемого идеального газа с учетом диффузии компонентов смеси. Нагрев газа излучением учитывается в уравнении для плотности полной энергии. Расчет изменения интенсивности лазерного излучения в смеси газов осуществляется решением интегрально-дифференциального уравнения переноса излучения для поглощающей среды. Модель, реализованная в пакете ANSYS Fluent, дополнена коэффициентами теплопроводности, теплоемкости и вязкости веществ.

В упрощенном виде изменение интенсивности описывается как

$$dI/dz = -\alpha I; \quad \alpha = \alpha_0/(1 + H_s^{-1});$$

$$\alpha = n\sigma_0 \exp(-E/kT)/(1 + H_s^{-1}).$$
(1)

Коэффициент поглощения среды α зависит от интенсивности излучения *I* в среде и $\alpha = n\sigma$, где *n* — концентрация поглощающего газа, σ — сечение поглощения. Зависимость α от *I* в среде используется в виде, полученном в [9]. *I_s* — интенсивность насыщения, *n* и α зависят от температуры среды, а изменение температуры и населенность уровней у активного компонента в среде определяется интенсивностью излучения.

В коэффициенте поглощения $\alpha = n\sigma$ учитывается его зависимость от температуры среды, мощности падающего излучения и концентрации этилена. Сечение σ задается в двухуровневом приближении. Для излучения с $\lambda = 10.6$ мкм сечение поглощения $\sigma = \sigma_0 \exp(-E/kT)$ [10], где $\sigma_0 = 0.76 \cdot 10^{-17}$ см² – сечение, которое определено из спектра пропускания смеси этилен/метан для $\nu = 944.2$ см⁻¹ при $T_0 =$ = 295 K по закону Бугера–Ламберта–Бера.

Химические процессы в реакторе рассчитываются как по брутто-схемам для основных наблюдаемых продуктов, так и по компактным кинетическим схемам, в том числе по собственным разработкам [12, 16]. Разработанные кинетические схемы радикальных цепных реакций имеют ряд преимуществ: они включают минимальное количество стадий, адекватно описывают пиролиз этана с высоким выходом этилена при 900–1150 К и имеют приемлемое время расчета трехмерных задач. В этих расчетах учитывается тепловой эффект от поглощения лазерного излучения и химических реакций в условиях изменения интенсивности излучения при прохождении его через реактор. Расчет химической кинетики без динамики газа проводится по программе ChemPak [17].

Как правило, в численном моделировании задаются экспериментальные значения входной мощности излучения, значения расходов газовых компонентов, температура стенок камеры и другие параметры. Для этих значений находится решение всей прямой задачи динамики газа с поглощением излучения. Задача считается решенной, если полученное пропускание по значению излучения на выходе реактора совпадает с экспериментом с точностью не хуже 2–3%.

В качестве альтернативного метода пакету AN-SYS Fluent, привязанному к лицензии на ССКЦ СО РАН, для упрощенной геометрии течения без лазерного излучения разработана программа для дозвуковых течений реакционного многокомпонентного газа [18]. Численная модель реактора с применением компактной кинетической схемы радикальных цепных реакций рассчитала выходы этилена в реакторе при учете нагрева со стенок, которые совпали с экспериментальными значениями в пределах 2–5%.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Преимуществом стенда лазерного катализа по сравнению с другими установками по изучению конверсии легких алканов является возможность целенаправленного управления радикальными цепными реакциями в реакторе. Это управление достигается за счет лазерного излучения, которое создает область нагретых реагентов непосредственно в газовом объеме, оторванном от стенок камеры. Эта область служит источником сверхравновесного количества радикалов в реакторе, что увеличивает выходы водорода и других целевых продуктов при пиролизе различных углеводородов в присутствии лазерного излучения. При постоянной мощности излучения увеличение интенсивности путем уменьшения диаметра луча в реакционной зоне приводит к увеличению конверсии [1].

На рис. 6 приведена экспериментально полученная на стенде зависимость конверсии пропана от пристеночной температуры для реактора с ламинарным течением. Расход газов ~8 л/ч, состав смеси $CH_4-C_3H_8 - 27-73\%$. Видно, что включение лазерного излучения увеличивает конверсию пропана и, соответственно, выход продуктов при заданной температуре стенок реактора. Еще одним преимуществом лазерной активации является снижение температурного порога реакций конверсии легких алканов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения воздействия лазерного излучения на каталитические процессы в газопылевой среде легких углеводородов создан стенд лазерного катализа. Этот стенд занял свободную нишу между установками, ориентированными на изучение гомогенного катализа в газовой фазе, и установками. направленными на исследования гетерогенного катализа с твердыми гранулами в потоке реагентов. На стенде реализована возможность синтеза наночастиц высокотемпературных оксидов, обычно используемых для приготовления катализаторов, в потоках инертных и химически активных газов. Излучение СО₂-лазеров, которое может поглощаться этиленом и другими молекулами в газовой фазе, а также наночастицами различной природы, активизирует физикохимические процессы. На стенде изучаются процессы с вложением энергии лазерным излучени-



Рис. 6. Зависимость конверсии пропана от пристеночной температуры: *1* – стандартный пиролиз, *2* – в присутствии излучения мощностью 30 Вт.

ем до 105 Вт/см² и с различными газодинамическими режимами в потоках реагентов. Эксперименты стенда сопровождаются компьютерным моделированием. Оно необходимо для понимания нелинейных физико-химических процессов в реакционных потоках и для реализации масштабного перехода от лабораторных реакторов лазерной конверсии легких алканов к реакторам с большей производительностью по целевым пролуктам. Исследования, проводимые на стенде лазерного катализа, актуальны для химической кинетики, химической газодинамики, неравновесной химической термодинамики, лазерной термохимии. Стенд лазерного катализа может найти свое место при создании новых технических устройств, в которых необходимо использовать лазерное высокоэнергетическое воздействие для активации химических реакций с большим суммарным эндотермическим эффектом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы статьи выражают благодарность Т.И. Мищенко, А.В. Некрасову, В.О. Стояновскому, П.В. Снытникову за деятельную помощь в разное время при создании экспериментального стенда, Е.Ю. Герасимову за изучение образцов нанопорошка CeO₂ методом просвечивающей электронной микроскопии, О.П. Стояновской, О.А. Стадниченко, Н.В. Снытникову и И.Г. Черных за участие в адаптации и в написании программ численного моделирования, эксплуатируемых при проведении экспериментов на стенде лазерного катализа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИК СО РАН (проект АААА-А17-117041710087-3) и

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-03-00087.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Masyuk N., Sherin A., Snytnikov V.N., Snytnikov V.N. // J. Anal. Appl. Pyr. 2018. V. 134. P. 122. https://doi.org/10.1016/j.jaap.2018.05.017
- 2. Snytnikov V.N., Mishchenko T.I., Snytnikov Vl.N., Malykhin S.E., Avdeev V.I., Parmon V.N. // Research on Chemical Intermediates. 2012. V. 38. № 3–5. P. 1133. https://doi.org/10.1007/s11164-011-0449-x
- 3. Snytnikov V.N., Mishchenko T.I., Snytnikov Vl.N., Chernykh I.G. // Research on Chemical Intermediates. 2014. V. 40. № 1. P. 345. https://doi.org/10.1007/s11164-012-0967-1
- 4. *Bardakhanov S.P.* // Sedimentation and Sediment Transport. 2003. C. 137. https://doi.org/10.1007/978-94-017-0347-5 21
- 5. Басов Н.Г., Панкратов А.В. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 4. С. 814.
- Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. // Успехи физ. наук. 1982. Т. 138. № 1. С. 45.
- 7. *Панфилов В.Н., Молин Ю.Н.* // Успехи химии. 1978. Т. 47. № 6. С. 967.
- 8. *Трахтенберг Л.И., Милих Г.М. //* Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 12. С. 2537.
- 9. Демтредер В. Современная лазерная спектроскопия. Долгопрудный: Изд. дом Интеллект, 2014. С. 507.
- Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Лазерная термохимия. М.: Наука, 1992. С. 46.
- Rabiee Golgir H., Li D.W., Keramatnejad K., Zou Q.M., Xiao J., Wang F., Lu Y.F. // ACS Applied Materials & Interfaces, 2017. V. 9(25). P. 21539. https://doi.org/10.1021/acsami.7b03554
- Stadnichenko O.A., Snytnikov V.N., Snytnikov VI.N., Masyuk N.S. // Chemical Engineering Research and Design. 2016. V. 109. P. 405. https://doi.org/10.1016/j.cherd.2016.02.008
- Снытников В.Н., Снытников Вл.Н., Дубов Д.А., Зайковский В.И., Иванова А.С., Стояновский В.О., Пармон В.Н. // Прикладная механика и техническая физика. 2007. Т. 48. № 2. С. 172.
- Snytnikov VI.N., Snytnikov V.N., Masyuk N.S., Markelova T.V. // J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2020. V. 253. P. 107. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2020.107119
- 15. https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent
- Nurislamova L.F., Stoyanovskaya O.P., Stadnichenko O.A., Gubaidullin I.M., Snytnikov V.N., Novichkova A.V. // Chemical Product and Process Modeling. 2014. V. 9. № 2. P. 143. https://doi.org/10.1515/cppm-2014-0008
- Вишеков В.А., Скляр О.П., Снытников В.Н., Черных И.Г. // Вычислительные технологии. 2006. Т. 11. № 1. С. 35.
- Жалнин Р.В., Масягин В.Ф., Пескова Е.Е., Тишкин В.Ф. // Инженерные технологии и системы. 2020. Т. 30. № 1. С. 162.

_____ ЛАБОРАТОРНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 620.179.15

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРА ФОКУСНОГО ПЯТНА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОЛЛИМАТОРОВ

© 2021 г. В. Б. Сорокин^{а,*}, Е. Л. Маликов^а

^а Инженерная школа неразрушающего контроля и безопасности Национального исследовательского Томского политехнического университета Россия, 634050, Томск, ул. Савиных, 7

*e-mail: sorvb@tpu.ru

Поступила в редакцию 23.09.2020 г. После доработки 25.10.2020 г. Принята к публикации 27.10.2020 г.

Приведены результаты тестирования метода измерения фокусного пятна тормозного излучения с использованием "специального свинцового объектива". Тестирование выполнено на основе экспериментальных распределений дозы в детекторе, полученных при исследовании характеристик тормозного излучения бетатрона на энергию ускорения 4 МэВ. Проведено моделирование метода с использованием набора коллиматоров с различными размерами цилиндрических апертур. Показано, что по сравнению с щелевыми коллиматорами использование коллиматоров с цилиндрическими апертурами, в том числе и "специального свинцового объектива", приводит к взаимозависимости результатов измерений по разным направлениям.

DOI: 10.31857/S0032816221020221

введение

Тормозное излучение (т.и.) бетатронов используется в неразрушающем контроле, в системах досмотра. Ведутся работы по применению бетатронов в томографии.

Наиболее важным параметром, определяющим результаты контроля, является размер фокусного пятна т.и., и задача определения этого параметра всегда была актуальной.

В 60-х годах обсуждался метод определения размеров фокусных пятен т.и. бетатронов, основанный на принципе действия камеры-обскуры [1]. Полагалось, что распределение дозы в детекторе, идентичное распределению квантов т.и. в фокусе, можно получить с применением "специального свинцового объектива" (с.с.о.), содержащего коллиматор с цилиндрической апертурой диаметром 0.1–0.2 мм.

В работе [2] с.с.о. упоминался как средство определения размеров фокусных пятен т.и. экспериментальных бетатронов, но методика измерения и получаемые при этом распределения дозы в детекторе опубликованы не были.

В оптике однозначное соответствие между зрительным восприятием объекта и его изображением в камере-обскуре достигается применением тонкой диафрагмы из поглощающего свет материала с малым отверстием. Полное поглощение квантов т.и., даже в относительно толстых и выполненных из наиболее плотных материалов с высоким атомным номером диафрагмах, невозможно. Кроме того, использование толстых диафрагм, коллиматоров, заведомо исключает однозначное соответствие между распределениями квантов на поверхности мишени и дозы в детекторе из-за наличия полутеней в распределении квантов по поверхности детектора.

Применение с.с.о. — попытка компромиссного решения вышеуказанных противоречий. При этом полагается, что распределение дозы в детекторе и распределение квантов на поверхности мишени совпадают [3]. Однако отсутствие априорной информации о действительном распределении квантов т.и. на поверхности мишени бетатронов не позволяло экспериментально оценить степень соответствия между распределением квантов в фокусе т.и. и наблюдаемым при использовании с.с.о. распределением дозы в детекторе.

Потребность в источниках т.и. стимулировала совершенствование бетатронов с учетом новых технологий приборостроения. Но до сих пор размеры фокусных пятен т.и. бетатронов пытаются определять с использованием с.с.о. на основе субъективных представлений об его функциональности [3–5].



Рис. 1. Схема реализации метода определения размера фокусного пятна т.и. бетатрона с применением коллиматоров с цилиндрической апертурой, в том числе с.с.о. 1 - мишень; 2 - стенка ускорительной камеры; 3, 5 - соответственно входной и выходной коллиматоры с коническими апертурами; 4 - цилиндрический коллиматор; 6 - детектор.

Компьютерное моделирование переноса излучения дает возможность оценить объективность методов определения размеров фокусных пятен т.и.

Численные эксперименты с использованием щелевого коллиматора выявили объективный критерий определения FWHMγ распределения квантов на поверхности мишени, который был подтвержден экспериментальными результатами определения размера фокусного пятна т.и. бетатрона на энергию 4 МэВ. По результатам экспериментальных измерений и компьютерного моделирования была получена полная компьютерная модель т.и. этого бетатрона [6, 7].

Наличие компьютерной модели т.и. бетатрона на 4 МэВ [7] и экспериментальные результаты применения с.с.о. на этом бетатроне дают возможность объективно оценить функциональность метода определения размеров фокусных пятен т.и. бетатронов с применением коллиматоров с цилиндрической апертурой в сравнении с методом с использованием щелевого коллиматора.

ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ФОКУСНОГО ПЯТНА БЕТАТРОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ С.С.О.

Коллиматор с цилиндрической апертурой является основным элементом, определяющим функциональность метода измерения размера фокусного пятна т.и. с использованием с.с.о.

Схема метода измерения фокусного пятна бетатрона с помощью с.с.о. (рис. 1) аналогична схеме метода с использованием щелевого коллиматора [6, 7], только в качестве контрольного объекта на оси пучка т.и. бетатрона установлен с.с.о.

При проведении измерений пучок ускоренных электронов падает в вакууме на мишень *1* из металла с высоким атомным номером, вольфрама или

тантала, толщиной t (рис. 1). Электроны при взаимодействии с атомами материала мишени испытывают ионизационные и радиационные потери энергии и рассеиваются с образованием вторичных электронов. Кванты т.и., излучаемые как первичными, так и вторичными электронами, частично поглощаются материалом мишени, а непоглощенные кванты рассеиваются на электронах атомов материала мишени. Электроны и кванты т.и. выходят из поверхности мишени в различных ее точках под разными углами с разной энергией. Пространственно-энергетическое распределение электронного и тормозного излучений после мишени определяется материалом мишени, ее геометрией и пространственно-энергетическим распределением электронов в падающем на мишень пучке.

Энергетическое и угловое распределения электронного излучения, падающего на мишень, могут быть приняты моноэнергетическими и мононаправленными. Это дает возможность определить энергетические и угловые распределения электронов и квантов т.и. после мишени путем моделирования. Однако отсутствие информации о распределении ускоренных электронов на поверхности мишени не позволяет получить с необходимой точностью распределение электронов и квантов т.и. на поверхности мишени, т.е. определить размер фокусного пятна.

При реализации рассматриваемого метода на оси пучка т.и. устанавливают с.с.о. на расстоянии L_1 от мишени. Выходящие из мишени электроны относительно малых энергий поглощаются стенкой 2 стеклянной ускорительной камеры практически без генерации т.и. Тормозное излучение из мишени проходит через стенку камеры и воздух и попадает на с.с.о. Последний выполнен в виде составного коллиматора: входного коллиматора 3 длиной $l_1 = 30$ мм с конической апертурой, цилиндрического коллиматора 4 с апертурой диаметром 0.2 мм и длиной L = 5 мм и выходного коллиматора 5 длиной $l_2 = 30$ мм, аналогичного входному [2, 3].

При таком диаметре апертуры цилиндрического коллиматора кванты т.и. проходят через с.с.о. без взаимодействия с его материалом при углах отклонения от оси коллиматора <2.5°, что меньше угла между осью коллиматора и образующими конических апертур, составляющего 5°.

Остальное т.и. взаимодействует с материалом с.с.о., частично поглощаясь в нем и рассеиваясь с образованием вторичных квантов и быстрых электронов, испытывающих рассеяние и ионизационные и радиационные потери энергии.

Детектор 6 в виде рентгеновской пленки, установленный на расстоянии L_2 от с.с.о., облучается т.и., не только прошедшим через с.с.о. без взаимодействия с его материалом, но и выходящим из поверхности с.с.о., в том числе из поверхности апертур.

Для тестирования рассматриваемого метода нами использован рентгеновский снимок, полученный при выполнении экспериментальной части работы по исследованию характеристик т.и. бетатрона на энергию ускорения 4 МэВ [4] с применением с.с.о. Ранее размеры фокусного пятна т.и. этого бетатрона были определены с использованием щелевого коллиматора [6, 7].

Для минимизации влияния субъективного фактора на результаты определения размеров фокусного пятна рентгеновский снимок был обработан сканером Epson Perfection V850 Pro, а при исследовании полученного при этом изображения использовалась программа OriginPro.

На рис. 2 показано распределение дозы в рентгеновской пленке в плоскости ускорения бетатрона (по оси X), усредненное в направлении оси *Y* в интервале от -b/2 = -3 мм до +b/2 = +3 мм (*b* – размер области интегрирования распределений лозы в летекторе в направлении. нормальном направлению измерения распределений, см. рис. 1) и скорректированное с учетом различия расстояний L_1 и L_2 , при которых был выполнен снимок. Вид распределения отличается от нормального, его параметры не согласуются с размерами мишени бетатрона, и, вопреки утверждению в [3], это распределение не может быть принятым в качестве копии распределения квантов на поверхности мишени.

В публикациях [2-5] по реализации метода с использованием с.с.о. нет сведений о параметре распределения, который используется в качестве меры размера фокусного пятна. Мы провели анализ экспериментального распределения с выделением его нормальных составляющих и приняли, как и при исследовании метода с использованием щелевого коллиматора, FWHM одной из нормальных составляющих распределения в качестве меры размера фокусного пятна.

Анализ распределения дозы на рис. 2 показал,

что аналитическая аппроксимация CCO_X^0 этого распределения представляет собой сумму трех нормальных распределений: CCO_X^1 , CCO_X^2 , CCO_X^3 .

Составляющие CCO_X^1 , CCO_X^2 по величинам их FWHM естественно ассоциировать с наличием конических апертур с.с.о., а CCO_X^3 – с коллиматором с цилиндрической апертурой диаметром 0.2 мм.

FWHM составляющей CCO_X^3 оказалась равной 0.44 мм, что превышает FWHM γ распределения квантов на поверхности мишени бетатрона, определенную при измерениях размера фокусного пятна с использованием щелевого коллиматора (0.36 мм) [6, 7].



Рис. 2. Экспериментальное распределение дозы DS в детекторе в плоскости ускорения бетатрона при использовании с.с.о. (Эксперимент). CCO_X^0 – аналитическая аппроксимация экспериментального распределения; CCO_X^1 , CCO_X^2 , CCO_X^3 – нормальные составляющие аналитической аппроксимации.

Использование распределения, усредненного в направлении оси У, минимизировало влияние флуктуаций дозы в рентгеновской пленке и погрешностей, возникающих при ее обработке и анализе. Выбор интервала усреднения оказался некритичным по величине. Анализ усредненных распределений при b от 3 до 8 мм дал практически одинаковые FWHM их нормальных составляю-

щих CCO_{χ}^{3} , отклонения не превышали 1%.

К сожалению, использование программы Origin Рго не позволило полностью исключить влияние субъективного фактора при анализе распределения, так как результат анализа в некоторой мере зависит от начальных условий аппроксимации и количества выделенных нормальных составляющих. При различных начальных условиях анализ распределения дозы в детекторе без усреднения по оси У показал либо отсутствие составляющей CCO_{χ}^{3} , либо, что редко, ее наличие, но с FWHM во много раз меньше FWHM, полученной при

анализе усредненных распределений.

На рис. 3 в нормированном виде представлены экспериментальное распределение дозы в детек-

торе и его аналитическая аппроксимация CCO_x^0 , ее

нормальная составляющая CCO_X^3 , а также распределения квантов на поверхности мишени (распределение 1) и дозы в детекторе (распределение 2) при наличии только цилиндрического коллиматора, полученные путем моделирования схемы измерений, приведенной в [4].

DS/DS_{Makc}

Эксперимент

1.0



Рис. 3. Сравнение в нормированном виде экспериментальных (Эксперимент) и модельных распределений дозы в детекторе. CCO_X^0 – аналитическая аппроксимация экспериментального распределения; CCO_X^3 – нормальная составляющая аналитической аппроксимации; *1* – модельное распределение квантов на поверхности мишени; *2* – модельное распределение дозы в детекторе при использовании только цилиндрического коллиматора в составе с.с.о.; *3* – зависимость, используемая в публикации [4].

Распределение, полученное при наличии только цилиндрического коллиматора, является нормальным (FWHM_{II.K.} = 0.43 мм). Оно менее отличается от распределения квантов на поверхности мишени, чем CCO_X^3 . Это свидетельствует о том, что наличие коллиматоров с коническими апертурами до и после цилиндрического коллиматора только усложняет анализ распределения дозы в детекторе.

Результаты моделирования с.с.о. показывают наличие зависимости FWHM нормальной составляющей CCO_X^3 от диаметра апертуры цилиндрического коллиматора и положения с.с.о. относительно мишени. Например, изменение расстояний L_1 и L_2 до 200 мм и диаметра цилиндрической апертуры D до 0.3 мм приводит к изменению FWHM нормальной составляющей CCO_X^3 до 0.6 мм.

На рис. 4 показано усредненное по оси X распределение дозы в рентгеновской пленке в аксиальной плоскости бетатрона (по оси Y). Анализ распределения дозы в направлении Y, аналогичный выполненному для направления X, позволил выделить нормальные составляющие CCO_Y^1 , CCO_Y^2 , CCO_Y^3 . При этом для составляющей CCO_Y^3 , ассоциируемой с цилиндрическим коллиматором в составе с.с.о., FWHM оказалась намного меньше (1.3 мм) по срав-



Рис. 4. Экспериментальное распределение дозы *DS* в детекторе в аксиальной плоскости бетатрона при использовании с.с.о. (Эксперимент). CCO_Y^0 – аналитическая аппроксимация экспериментального распределения; $CCO_Y^1, CCO_Y^2, CCO_Y^3$ – нормальные составляющие аналитической аппроксимации. Сравнение в нормированном виде CCO_Y^0 и CCO_{YhopM}^3 с зависимостью, используемой в публикации [4].

нению с FWHM, полученной с использованием щелевого коллиматора (3.5 мм) [6, 7].

На рис. 3 и 4 также представлены распределения, зависимость которых от режимов работы бетатрона использована в [4] в качестве критерия изменения размера фокусного пятна т.и. Зависимости существенно отличаются от сравниваемых

с ними распределений CCO_X^3 и CCO_Y^3 . К сожалению, не сообщается, как из экспериментального распределения дозы в рентгеновской пленке были выделены эти зависимости, и не показана связь параметров этих зависимостей с параметрами распределения квантов на мишени.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ФОКУСНОГО ПЯТНА БЕТАТРОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КОЛЛИМАТОРОВ

Анализ результатов эксперимента и моделирования метода определения размера фокусного пятна с использованием с.с.о. показали отсутствие преимуществ с.с.о. перед цилиндрическим коллиматором и существенные отклонения от результатов, полученных с использованием щелевого коллиматора, а также необоснованность параметров с.с.о. и пространственных условий его использования.

Из работы [4]

В то же время моделирование измерений фокусного пятна с использованием щелевого коллиматора выявило объективный критерий [6, 7], согласно которому FWHMγ распределения квантов на поверхности мишени равна FWHM распределения дозы в детекторе, соответствующей минимуму производной зависимости FWHM распределений дозы в детекторе от ширины щели коллиматора. Этот критерий выбора не зависит от параметров щелевого коллиматора и его пространственного положения относительно мишени.

Для оценки эффективности использования аналогичного критерия при измерении размера фокусного пятна с применением цилиндрических коллиматоров нами проведено моделирование метода измерения фокусного пятна т.и. бетатрона (см. схему на рис. 1) с применением набора цилиндрических коллиматоров с апертурами разных размеров, но без коллиматоров 3, 5 с коническими апертурами и при других, произвольно выбранных расстояниях L_1 и L_2 и длине L.

На рис. 5 в качестве примера показана зависимость ширины нормальных распределений дозы в детекторе FWHM_X от диаметра апертуры D цилиндрического коллиматора длиной L = 30 мм при расстояниях $(L_1 + l_1) = (L_2 + l_2) = 200$ мм в плоскости ускорения бетатрона. Выбор равных расстояний L_1 и L_2 при моделировании позволил заведомо исключить дополнительные погрешности определения FWHM* (FWHM* – это FWHM γ , найденная по распределениям дозы в детекторе), связанные с приведением результата от $L_1 \neq L_2$ к $L_1 = L_2$ [6, 7].

Размер фокусного пятна бетатрона на 4 МэВ в плоскости ускорения (по оси *X*) в виде FWHM^{*}_X, соответствующей минимуму производной, оказался равным 0.49 мм при диаметре апертуры $D_{fX}^* = 0.24$ мм, что на 30% больше FWHM γ нормального распределения квантов на поверхности мишени.

Оценка размера фокусного пятна в аксиальной плоскости бетатрона (по оси *Y*) дала значение FWHM^{*}_Y = 3.24 мм при диаметре апертуры $D^*_{fY} = 1.04$ мм, что на 8% меньше ширины нормального распределения квантов на поверхности мишени в этом направлении.

Этот пример показывает, что определение размеров фокусного пятна т.и. бетатрона с использованием цилиндрического коллиматора на основе критерия, примененного при измерениях с щелевым коллиматором, приводит к завышению размера фокусного пятна в плоскости ускорения и занижению его в аксиальной плоскости по сравнению с размерами фокусного пятна на поверхности мишени. Это качественно согласуется с анализом экспериментальных распределений до-



Рис. 5. Зависимости ширины нормальных распределений дозы в детекторе от диаметра апертуры D цилиндрического коллиматора в плоскости ускорения (по оси X) и в аксиальной плоскости (по оси Y).

зы в детекторе при использовании с.с.о. с фиксированной апертурой.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ ФОКУСНОГО ПЯТНА Т.И. С ПРИМЕНЕНИЕМ КОЛЛИМАТОРОВ

Моделирование показало, что применение критерия, подобного тому, что был использован при измерениях с щелевым коллиматором, приводит к большим погрешностям при измерениях с цилиндрическими коллиматорами, причем особенно при измерениях узкого фокусного пятна т.и. бетатрона в плоскости ускорения — параметра, наиболее важного для практики. Поскольку других критериев до сих пор не предложено, то является актуальным выяснение причин такого явления.

Для исключения возможных дополнительных погрешностей при сравнении методов нами проведено моделирование метода измерения фокусного пятна т.и. бетатрона с использованием щелевого коллиматора, имеющего такую же длину, выполненного из такого же материала и расположенного таким же образом относительно мишени и детектора, что и цилиндрический коллиматор.

На рис. 6 показаны зависимости $FWHM_X$ и $FWHM_Y$ распределений дозы в детекторе от величины зазора *S* коллиматора в плоскости ускорения бетатрона и в аксиальной плоскости.

Для узкого распределения в плоскости ускорения отклонения FWHM^{*} от FWHM⁷, равной 0.36 мм,



Рис. 6. Зависимости ширины нормальных распределений дозы в детекторе от величины зазора S щелевого коллиматора в плоскости ускорения (по оси X) и в аксиальной плоскости (по оси Y).

практически нет, а для широкого распределения отклонение составляет около 4%.

Поскольку кванты т.и., не испытавшие взаимодействия с материалом коллиматора, практически не рассеиваются при прохождении от мишени до детектора, то различие результатов, полученных при использовании цилиндрического и щелевого коллиматоров, можно объяснить, вопервых, различием областей на поверхности мишени, в пределах которых вышедшие из мишени кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, и, во-вторых, распределением квантов в пределах этих областей.

При определении зависимостей FWHM от размеров апертур коллиматоров (S или D) границы областей BS и BD (B – Border of Area) на поверхности мишени, в пределах которых вышедшие из нее кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, изменяются в соответствии с размерами апертур. На рис. 7 приведено распределение квантов по поверхности мишени и границы областей BD и BS при выполнении критериев отбора: $BD_X(D = D_{fX}^*), BD_Y(D = D_{fY}^*),$ $BS_X(S = S_{fX}^*), BS_Y(S = S_{fY}^*),$ показанные штриховыми линиями, как переменные в зависимости от *D* и *S*. При моделировании измерений фокусного пятна в плоскости ускорения (по оси Х) с использованием цилиндрического коллиматора граница круговой области BD изменялась в соответствии с изменением диаметра апертуры D, причем не только в направлении измерения фокусного пятна, но и в направлении У. Критерию отбора (см.



Рис. 7. Распределение квантов в плоскости поверхности мишени и границы областей, в пределах которых вышедшие из них кванты имели вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, при реализации методов с использованием цилиндрического и щелевого коллиматоров.

рис. 7) при измерении фокусного пятна в плоскости ускорения (по оси *X*) соответствует область с радиусом $BD_X (D = D_{fX}^*)$, а при измерении фокусного пятна в аксиальной плоскости (по оси *Y*) – с радиусом $BD_Y (D = D_{fY}^*)$.

Для щелевого коллиматора при изменении его зазора *S* отклонение границ области от начала координат главных осей *X*, *Y* происходит только в направлении, по которому измеряется фокусное пятно. Критерию отбора при определении размера фокусного пятна в плоскости ускорения соответствует ограниченная вдоль направления измерения область с размером $BS_X = BS_X(S = S_{fX}^*)$, а при измерении в аксиальной плоскости – с размером $BS_Y = BS_Y(S = S_{fY}^*)$. При этом в другом направлении, ортогональном направлению измерения фокусного пятна, граница отсутствует.

Чтобы оценить влияние формы области на поверхности мишени, в пределах которой вышедшие из нее кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, на результат измерения фокусного пятна, выполнено моделирование с использованием коллиматора с квадратной апертурой размером h. Результаты моделирования приведены на рис. 8. Применение критерия



Рис. 8. Зависимости FWHM нормальных распределений дозы в детекторе от размера квадратной апертуры коллиматора в плоскости ускорения (по оси X) и в аксиальной плоскости (по оси Y).

показало, что переход от цилиндрической апертуры к квадратной только увеличивает отклонения FWHM* от FWHM γ в обоих направлениях, причем в наибольшей мере при измерении в аксиальной плоскости. Область с границей *BH*, соответствующая коллиматору с квадратной апертурой, и область с границей *BD*, соответствующая коллиматору с цилиндрической апертурой, показаны на рис. 9.

При определении зависимости FWHM(*h*) границы области на поверхности мишени, в пределах которой вышедшие из нее кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, изменяются в соответствии с изменениями размера апертуры *h*, и при выполнении критерия отбора, которому соответствует условие $h = h_{fX}^*$, размеры области равны $BH_X = BH_X(h = h_{fX}^*)$ и $BH_Y = BH_Y(h = h_{fY}^*)$ и близки соответственно к $BD_X(D = D_{fX}^*)$ и $BD_Y(D = D_{fY}^*)$. При этом наблюдается одинаковое изменение границ областей как в направлении измерения фокусного пятна, так и в ортогональном направлении.

Большее отличие FWHM* от FWHMγ при использовании коллиматора с квадратной апертурой можно объяснить одинаковым как вдоль направления определения размера фокусного пятна, так и в ортогональном направлении перемещением границ области при изменении *h*. Тогда как при использовании коллиматора с цилиндрической апертурой отклонение границ области от направления измерения фокуса при изменении *D* в наибольшей степени наблюдается вблизи главной оси.

В дополнение к этим результатам проведено моделирование метода определения размера фо-



Рис. 9. Распределение квантов по поверхности мишени и границы областей, в пределах которых вышедшие из них кванты имели вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, при реализации методов с использованием цилиндрического коллиматора и коллиматора с квадратной апертурой.

кусного пятна с использованием коллиматора с прямоугольной апертурой размером S_X вдоль оси X и размером S_Y вдоль оси Y и постоянными размерами M_Y , M_X в ортогональных направлениях. Результаты приведены на рис. 10.

При выполнении критерия отбора FWHM^{*}_X, FWHM^{*}_Y практически не отличаются от FWHM γ_X и FWHM γ_Y распределения квантов на мишени.

На рис. 11 показаны границы областей, в пределах которых вышедшие из них кванты имели вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, при использовании коллиматора с цилиндрической апертурой и коллиматора с прямоугольной апертурой с постоянным размером в направлении, ортогональном направлению определения размера фокусного пятна. При определении зависимостей FWHM_x(S_x) и FWHM_y(S_y) при использовании коллиматоров с прямоугольными апертурами границы областей в направлении, ортогональном направлению определения размера фокусного пятна (показаны сплошными линиями), не изменялись. При определении размера фокусного пятна в направлении Х размер области был постоянным в направлении Y и равным $BS_{Y}(M_{Y} = \text{const})$, а при определении размера фокусного пятна в направлении У-


Рис. 10. Зависимости FWHM нормальных распределений дозы в детекторе от размера прямоугольной апертуры коллиматора в плоскости ускорения (по оси *X*) и в аксиальной плоскости (по оси *Y*).

постоянным в направлении X и равным $BS_X(M_X = \text{const})$.

Результаты моделирования измерений фокусного пятна с использованием коллиматоров с цилиндрической и квадратной апертурами показывают, что большие отклонения FWHM^{*}_X, FWHM^{*}_Y от FWHM^{*}_X и FWHM^{*}_Y распределения квантов на мишени вызваны как формой области на поверхности мишени, в пределах которой вышедшие из нее кванты имеют вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, так и непостоянством положения границ этой области в направлении, ортогональном направлению определения размера фокусного пятна.

Это приводит к тому, что при использовании цилиндрического коллиматора результат определения размера фокусного пятна по одному из направлений зависит от распределения квантов на поверхности мишени в другом направлении. При измерении размера фокусного пятна в плоскости ускорения с узким распределением квантов изменение положения границы области в направлении широкого распределения приводит к завышению результата измерения, а при измерении в аксиальной плоскости с широким распределением квантов изменение положения границы области в направлении узкого распределения приводит к занижению результата.

При использовании щелевого коллиматора граница области в направлении, противоположном направлению измерения, отстоит от начала координат главных осей неопределенно далеко, т.е. ее положение не изменяется с изменением размера зазора коллиматора. Это определяет вза-



Рис. 11. Распределение квантов в плоскости поверхности мишени и границы областей, в пределах которых вышедшие из них кванты имели вероятность пройти на детектор через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, при реализации методов с использованием цилиндрического коллиматора и коллиматора с прямоугольной апертурой.

имную независимость результатов определения размеров фокусного пятна по разным направлениям при использовании щелевого коллиматора и их соответствие распределению квантов на поверхности мишени.

Необходимо заметить, что выполнить подобный анализ на основе экспериментов практически невозможно из-за технологических трудностей при изготовлении наборов коллиматоров с апертурами разных размеров и формы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализация определения размеров фокусного пятна т.и. на одном и том же бетатроне с использованием как с.с.о., имеющего в своем составе коллиматор с цилиндрической апертурой, так и щелевого коллиматора дала возможность сравнить эти методы измерений путем стандартного анализа экспериментальных и модельных распределений дозы в детекторе.

При использовании коллиматоров с фиксированной цилиндрической апертурой, в том числе и с.с.о., результаты определения размеров фокусного пятна не соответствуют его размерам на поверхности мишени: в плоскости ускорения они завышенные, а в аксиальной плоскости заниженные, при этом зависят от пространственного положения коллиматора и размеров апертуры. Такие погрешности отсутствуют при использовании щелевого коллиматора с изменяемым размером апертуры и применении критерия отбора.

Модельная оценка применения критерия отбора, подобного критерию, используемому при измерениях с щелевым коллиматором, при реализации метода с использованием набора коллиматоров с цилиндрическими апертурами разных размеров показала, что соотношение размеров фокусного пятна, определенных данным методом, с его размерами на поверхности мишени качественно согласуется с соотношением, полученным при использовании одного цилиндрического коллиматора со случайным размером апертуры, каким является и с.с.о. Соотношение является следствием взаимозависимости результатов измерения и различия параметров распределения квантов на поверхности мишени в разных направлениях при использовании коллиматоров с цилиндрическими апертурами.

Метод определения размера фокусного пятна с использованием щелевого коллиматора с изменяемым размером апертуры и применением критерия отбора дает результаты, независимые по направлениям измерений и соответствующие размерам фокусного пятна на поверхности мишени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бельтяев Ю.Н., Гейзер А.А., Отрубянников Ю.А. и др. // Труды V Международного коллоквиума по бетатронам. Бухарест, 1973.
- 2. Москалев В.А. Бетатроны. М.: Энергоатомиздат, 1981.
- 3. *Москалев В.А., Чахлов В.Л.* Бетатроны. Изд-во Томского политехнического университета, 2009.
- Stepanov I.B., Rychkov M.M., Kaplin V.V., Smolyanskiy V.A., Malikov E.L., Shestak A.P. // International Journal of Applied Engineering Research. 2017. V. 12. № 23. P. 13137.
- 5. Касьянов В.А., Михальчук А.А., Пушин В.С., Романов В.В., Сафронов А.С., Чахлов В.Л., Штейн М.М. // ПТЭ. 1998. № 1. С. 41.
- 6. Сорокин В.Б., Луценко А.С., Генцельман В.Г. // ПТЭ. 2018. № 2. С. 38. https://doi.org/10.7868/S0032816218020088
- 7. *Сорокин В.Б.* // ПТЭ. 2020. № 1. С. 10. https://doi.org/10.1134/S0032816219060247

_____ ЛАБОРАТОРНАЯ ____ ТЕХНИКА ____

УДК 53.082.79

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДИФРАКЦИОННОГО КОНТРАСТА МЕЖДУ ФЕРРИТНОЙ И МАРТЕНСИТНОЙ ФАЗАМИ СТАЛИ МЕТОДОМ НЕЙТРОННОЙ РАДИОГРАФИИ

© 2021 г. М. М. Мурашев^{а,*}, В. П. Глазков^а, В. Т. Эм^а

^а Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1 *e-mail: mihail.mmm@inbox.ru Поступила в редакцию 26.11.2020 г. После доработки 13.01.2021 г. Принята к публикации 14.01.2021 г.

Метод нейтронной радиографии с использованием монохроматического нейтронного излучения позволяет визуализировать дифракционный контраст между различными фазами в поликристаллическом материале благодаря разнице в ослаблении интенсивности нейтронного пучка в этих фазах, обусловленной когерентным рассеянием нейтронов. Хотя этот метод уже зарекомендовал себя в исследованиях распределения фаз в сталях, в литературе приводится информация лишь о сильно отличающихся по структуре фазах, таких как феррит и аустенит, аустенит и мартенсит, аустенит и бейнит. В работе исследованы возможности метода в визуализации дифракционного контраста между ферритной и мартенситной фазами стали с одним и тем же химическим составом и близкими кристаллическими структурами.

DOI: 10.31857/S0032816221030320

введение

Метод нейтронной радиографии заключается в том, что при просвечивании нейтронным пучком исследуемого объекта прошедшие нейтроны, ослабленные поглощением и рассеиванием в образце, регистрируются детектором, расположенным в плоскости, перпендикулярной направлению просвечивания, формируя двумерное теневое изображение объекта.

Механизм получения изображения основан на ослаблении нейтронного пучка, проходящего через вещество. Ослабление зависит от полного сечения взаимодействия нейтронов с атомными ядрами материала, которое состоит из сечения когерентного и некогерентного рассеяния, а также сечения поглощения [1].

В поликристаллических образцах зависимость полного сечения рассеяния нейтронов от длины волны имеет пилообразный характер. Это связано с так называемыми брэгговскими скачками, возникающими при упругом когерентном рассеянии нейтронов на различных плоскостях (*hkl*) кристаллической решетки образца (*h*, *k*, *l* – индексы Миллера). Отражение от плоскости (*hkl*) происходит согласно закону Вульфа–Брэгга $\lambda = 2d_{hk}$ sinθ, где λ – длина волны нейтронов, d_{hkl} – межплоскостное расстояние, θ – брэгговский угол рассеяния. Из закона следует, что при $\lambda \leq 2d_{hkl}$ с

увеличением длины волны увеличиваются брэгговский угол θ и угол рассеяния 2 θ . При $\lambda = 2d_{hkl}$ угол $\theta = 90^{\circ}$ и нейтроны рассеиваются в обратном направлении (угол рассеяния $2\theta = 180^{\circ}$). При $\lambda >$ > 2d_{hkl} нейтроны не отражаются от плоскости (hkl) и свободно проходят ее. Таким образом, при $\lambda = 2d_{hkl}$ происходит резкий скачок в сечении когерентного рассеяния нейтронов и соответственно скачок в пропускании нейтронов: пропускание нейтронов с длиной волны $\lambda > 2d_{hkl}$ вблизи скачка резко возрастает. Расположение брэгговских скачков зависит от кристаллической структуры материала, поэтому в материалах с различной кристаллической структурой скачки происходят при разных длинах волн. Это дает возможность подобрать длину волны нейтронов, при которой пропускание двух материалов максимально различается, т.е. увеличить контраст. Такая методика с использованием монохроматических нейтронов получила название нейтронной радиографии на брэгговских скачках [2-4].

Наибольший интерес представляют собой стальные изделия, так как в стальных сплавах преобладает именно сечение когерентного рассеяния нейтронов [5, 6]. Это открывает широкие возможности для визуализации текстуры [7], внутренних напряжений [8] и распределения фаз в стальных образцах [9, 10].



Рис. 1. Исследуемый составной образец: слева – образец ферритной фазы, справа – мартенситной.

На сегодняшний день существует много работ по визуализации дифракционного контраста между фазами стали, сильно отличающимися между собой по кристаллической структуре: аустенит и мартенсит [10], бейнит и аустенит [11]. Но существуют фазы стали и с очень близкими кристаллическими структурами, например: феррит, имеющий объемно-центрированную кубическую (ОЦК) решетку, и мартенсит, имеющий объемно-центрированную тетрагональную (ОЦТ) решетку с близкими параметрами элементарной ячейки.

Цель настоящей работы — исследование возможности визуализации контраста между ферритной и мартенситной фазами стали, имеющими один и тот же химический состав и близкие кристаллические решетки.

ОБРАЗЦЫ

Были изготовлены два одинаковых по размеру образца в форме параллелепипеда с размерами $40 \times 10 \times 10$ мм из углеродистой стали У12. Марка стали была выбрана исходя из содержания углерода ~1.2 вес. %. Концентрация углерода определяет разницу в параметрах кристаллических решеток ферритной и мартенситной фаз [12–14]. При низком содержании углерода разница становится небольшой, что затрудняет визуализацию дифракционного контраста между фазами.

Образцы были подвергнуты различной термообработке, чтобы получить ферритную и мартенситную фазы одинакового химического состава. Первый образец был нагрет до 900°С и выдержан при этой температуре 1 ч, после чего охлажден



Рис. 2. Схема станции ДРАКОН (ИР-8, НИЦ "Курчатовский институт").

вместе с печью. Второй образец был также нагрет до 900°С и выдержан при этой температуре 1 ч, но затем закален в воду. По данным нейтронной дифракции после термообработки оба образца были однофазными и не имели примеси аустенитной фазы.

По зависимости параметров решетки от содержания углерода [14] можно было определить, что первый образец после термообработки имел ОЦК-структуру феррита с параметром решетки a = 2.86 Å, а второй – ОЦТ-структуру мартенсита с параметрами решетки a = 2.83 Å и c = 3.08 Å. Два образца были стянуты винтами (рис. 1), и эксперименты проводились с таким составным образцом.

НЕЙТРОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился на станции нейтронной интроскопии ДРАКОН (рис. 2), расположенной на горизонтальном канале исследовательского реактора ИР-8 в НИЦ "Курчатовский институт" [15]. ДРАКОН является единственной на территории России и стран СНГ станцией нейтронной томографии на монохроматических нейтронах. Выбор длины волны обеспечивает блок двойного монохроматора, состоящий из двух кристаллов пиролитического графита. Монохроматор позволяет выводить монохроматические нейтроны в диапазоне длин волн 1.7–4.5 Å. Разрешение по длине волны $\Delta\lambda/\lambda \approx 3\%$, сечение нейтронного пучка на выходе 75 × 75 мм².

На станции используется позиционно-чувствительный детектор фирмы Neutron Optics со сменными пластинами сцинтиллятора (⁶LiF/ZnS) и CCD (charge-coupled device) камерой ATIK-4000 (Kodak KAI 04022 + Nikon 50 мм f/1.2), разрешение CCD-камеры – 2048 × 2048. Пространственное разрешение полученных цифровых радиографических изображений составляет \approx 200 мкм. Интегральная интенсивность, импульсы



Рис. 3. Расчетные зависимости полного сечения взаимодействия нейтронов от длины волны для ферритной и мартенситной фаз стали У12.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Нами были получены радиографические изображения образцов при длинах волн от 1.7 до 4.5 Å с шагом 0.1 Å. Согласно расчетным данным (рис. 3), в диапазоне от 4 до 4.2 Å происходит первый и самый сильный брэгговский скачок в обеих фазах. В ферритной фазе (ОЦК-структура) с параметром кубической решетки a = 2.86 Å первый скачок, со стороны больших длин волн, соответствует отражению от плоскости (110) при длине волны $\lambda = 2d_{110} = 4.05$ Å. В мартенситной фазе (ОЦТструктура) с параметрами тетрагональной решетки a = 2.83 Å, c = 3.08 Å наблюдаются два брэгговских скачка с соотношением высот 1 : 2. Один скачок соответствует отражению от плоскости (110) при длине волны, близкой к длине волны скачка в ферритной фазе, а второй - отражению от плоскости (101) при длине волны $\lambda = 2d_{101} = 4.17$ Å.

По полученным радиографическим изображениям была построена зависимость пропускания нейтронов, прошедших через образцы, от длины волны λ (рис. 4). Согласно графику, максимальная разница в пропускании нейтронов наблюдается при длине волны $\lambda \sim 4.1$ Å, что согласуется с расчетными данными. Теоретически при брэгговском скачке полное сечение изменяется скачкообразно в вертикальном направлении (см. рис. 3). Однако из-за конечного разрешения по длине волны сечение и соответственно пропускание в эксперименте изменяются в наклонном направлении (см. рис. 4). Видно также, что в мартенситной фазе, где происходят два скачка, изменение пропускания более пологое, чем в ферритной фазе. Разница в пропускании при других брэгговских скачках гораздо меньше (см. рис. 4).

ственно пропускание в и мартенситной фазах и уменьшают контраст.

Для уменьшения вклада нейтронов второго порядка мы использовали фильтр из пиролитического графита. Кристалл пиролитического графита устанавливался на нейтронном пучке перед образцами под углом, соответствующим углу отражения нейтронов с длиной волны 2.05 Å. На



Интегральная интенсивность, импульсы

Рис. 4. Зависимости пропускания нейтронов образцами ферритной и мартенситной фаз стали У12 от длины волны нейтронов. Указаны отражающие плоскости ферритной фазы, соответствующие брэгговским скачкам при $\lambda = 4.04$ (110), 2.86 (200), 2.34 Å (112).

На радиографических изображениях, полученных при длинах волн нейтронов в интервале 1.7–4.5 Å, наибольшая разница (≈10%) в ослаблении интенсивности нейтронного пучка между ферритным и мартенситным образцами наблюдалась при длине волны 4.1 Å (рис. 5а). Разница в ослаблении нейтронного пучка при других длинах волн либо плохо видна (рис. 5б), либо ее нет (рис. 5в). Полученные результаты полностью согласуются с расчетами и свидетельствуют о возможности визуализации дифракционного контраста между ферритной и мартенситной фазами стали.

При использовании в качестве монохроматора

пиролитического графита, помимо нейтронов с основной длиной волны λ, отражаются нейтроны

высших порядков с длиной волны $\lambda/2$, $\lambda/3$, $\lambda/4$ и

т.д. Форма спектра тепловых нейтронов реактора

и зависимость отражающей способности моно-

хроматора от длины волны нейтронов приводят к

тому, что для основной длины волны нейтронов

 $\lambda = 4.1$ Å наибольший вклад в интенсивность от-

раженного пучка из нейтронов высших порядков дают нейтроны второго порядка отражений с

длиной волны $\lambda/2 = 2.05$ Å. Эти нейтроны не ис-

пытывают скачок на плоскости (110) в ферритной

меньше (см. рис. 4). ражения нейтронов с д.



Рис. 5. Вверху – радиографические изображения исследуемых образцов, полученные при длинах волн 4.1 Å (**a**), 2.86 Å (**б**), 3.7 Å (**в**); внизу – профили интенсивности, взятые по выделенной области.



Рис. 6. Вверху — радиографические изображения исследуемых образцов, полученные при длине волны $\lambda = 4.1$ Å без использования фильтра (**a**) и с фильтром из пиролитического графита (**б**); внизу — профили интенсивности, взятые по выделенной области.

рис. 6 показаны в сравнении радиографические изображения образцов, полученные при длине волны $\lambda = 4.1$ Å с использованием фильтра и без него. Разница в ослаблении нейтронного пучка между образцами при использовании фильтра составила $\approx 16.5\%$, а без фильтра, как указывалось выше, $\approx 10\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрирована возможность визуализации дифракционного контраста между ферритной и мартенситной фазами стали при использовании монохроматического нейтронного излучения. Показано, что использование нейтронного фильтра из пиролитического графита позволяет улучшить дифракционный контраст.

Исследование пространственного распределения ферритной и мартенситной фаз в сталях с использованием томографии на монохроматических нейтронах может помочь в решении задач, связанных с технологией изготовления и термообработки ответственных изделий из углеродистых сталей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена на оборудовании УНУ НИК ИР-8.

Работа выполнена при поддержке НИЦ "Курча-товский институт" (приказ № 1886 от 22.08.2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Тюфяков Н.Д., Штань А.С. Основы нейтронной радиографии. М.: Атомиздат, 1975.
- Allman B.E., McMahon P.J., Nugent K.A., Paganin D., Jacobson D.L., Arif M., Werner S.A. // Nature. 2000. V. 408. № 6809. P. 158. https://doi.org/10.1038/35041626
- 3. Kockelmann W., Frei G., Lehmann E.H., Vontobel P., Santisteban J.R. //Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2009. V. 603. № 3. P. 429.

https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.02.034

- 4. Schulz M., Böni P., Calzada E., Mühlbauer M., Schillinger B. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2009. V. 605. № 1–2. P. 33. https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.01.123
- 5. *Sears V.F.* // Neutron news. 1992. V. 3. № 3. P. 26. https://doi.org/10.1080/10448639208218770
- 6. *Hsu T.C., Marsiglio F., Root J.H., Holden T.M.* // Journal of Neutron Research. 1995. V. 3. № 1. P. 27. https://doi.org/10.1080/10238169508200188
- Santisteban J.R., Vicente-Alvarez M.A., Vizcaino P., Banchik A.D., Vogel S.C., Tremsin A.S., Vallerga J.V., McPhate J.B., Lehmann E., Kockelmann W. // Journal of Nuclear Materials. 2012. V. 425. № 1–3. P. 218. https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2011.06.043
- Tremsin A.S., McPhate J.B., Steuwer A., Kockelmann W., Paradowska A.M., Kelleher J.F., Vallerga J.V., Siegmund O.H.W., Feller W.B. // Strain. 2012. V. 48. № 4. P. 296. https://doi.org/10.1111/j.1475-1305.2011.00823.x

9. Steuwer A., Withers P.J., Santisteban J.R., Edwards L. //

- Journal of Applied Physics. 2005. V. 97. № 7. P. 074903. https://doi.org/10.1063/1.1861144
- Woracek R., Penumadu D., Kardjilov N., Hilger A., Boin M., Banhart J., Manke I. // Physics Procedia. 2015. V. 69. P. 227. https://doi.org/10.1016/j.phpro.2015.07.032
- Meggers K., Priesmeyer H.G., Trela W.J., Bowman C.D., Dahms M. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 1994. V. 88. № 4. P. 423. https://doi.org/10.1016/0168-583X(94)95394-5
- Kurdumoff G., Kaminsky E. // Nature 1928. V. 122. № 3074. P. 475. https://doi.org/10.1038/122475a0
- 13. Хачатурян А.Г., Шаталов Г.А. // Физика металлов и металловедение. 1971. Т. 32. № 1-С. С. 5.
- 14. *Хачатурян А.Г.* Несовершенства кристаллического строения и мартенситные превращения. М.: Наука, 1972.
- Somenkov V.A., Glazkov V.P., Em V.T., Gureev A.I., Murashev M.M., Sadykov R.A., Axenov S.N., Trunov D.N., Stolyarov A.A., Alexeev A.A., Kravchuk L.V. // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2019. V. 13. № 5. P. 870. https://doi.org/10.1134/S1027451019050148

_____ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ __ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621.384.6

СИСТЕМА АВТОМАТИЗИРОВАННОГО УПРАВЛЕНИЯ МАГНИТНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ И КОРРЕКЦИИ ПОЛОЖЕНИЯ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ ЛИНАК-200

© 2021 г. М. И. Госткин, Д. Е. Донец, В. В. Кобец, Д. О. Леушин, М. А. Ноздрин, Д. О. Понкин, А. Н. Трифонов, И. В. Шириков

Поступила в редакцию 02.11.2020 г. После доработки 16.11.2020 г. Принята к публикации 18.11.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816221020270

Линейный ускоритель электронов ЛИНАК-200 в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна) предназначен для проведения исследований в области физики и техники ускорителей, разработки и создания детекторов элементарных частиц, а также фундаментальных и прикладных исследований в области материаловедения и радиобиологии [1].

Для фокусировки и коррекции положения пучка, необходимых, главным образом, для уменьшения потерь частиц во время ускорения, применяются магнитные элементы. Фокусировка осуществляется с помощью соленоидальных и квадрупольных линз. Для настройки положения пучка относительно оси ускорителя применяются корректирующие магниты.

Питание магнитных элементов обеспечивается источниками КОRAD КА3005Р и КА6003Р. Модификации (КА3005Р/6003Р) отличаются диапазоном значений токов и напряжений (0–30 В, 0–5 А и 0–60 В, 0–3 А соответственно) и выбираются исходя из мощности, потребляемой конкретным элементом магнитной системы ускорителя.

Выбор данных источников питания обусловлен возможностью достижения требуемой точности установки напряжения (10 мВ) и тока (1 мА) при их относительно невысокой стоимости. Управление осуществляется посредством команд, которые источник питания принимает в формате строки символов. Из интерфейсов удаленного управления имеются USB и RS-232.

Для управления ускорителем используется автоматизированная система на основе инструментария Tango Controls [2]. Однако интеграция источников питания магнитных элементов в эту систему затрудняется тем, что интерфейсы USB и RS-232 непригодны для передачи данных в пультовую ускорителя (расстояние порядка 50 м), а встроенное программное обеспечение источников не позволяет присваивать каждому источнику уникальный адрес для его однозначной идентификации. Таким образом, стоит задача разработки технического решения, позволяющего удаленно и независимо управлять сетью источников питания KORAD KA3005P/6003P.

Для решения вышеописанной проблемы были разработаны интеллектуальные интерфейсные модули КПИ-11 (контроллеры-преобразователи интерфейсов). Основой модулей КПИ-11 является 16-разрядный микроконтроллер семейства PIC24HJ, в микропрограмме которого реализована система команд источника питания КОRAD КА3005P/6003P. На контроллере происходит периодический процесс обмена данными с источником питания (включая управление его параметрами при получении соответствующих команл от сервера Тапgo). Протокол обмена данными с сервером Tango – Modbus RTU over TCP. Модули КПИ-11 содержат энергонезависимую память, что позволяет сохранять и восстанавливать настройки ведомых устройств и значения установленных параметров. Для удобства смены полярности тока в обмотках магнитных элементов предусмотрено управление блоком релейных переключателей. На рис. 1 изображена конфигурация из двух модулей КПИ-11, обеспечивающая управления двумя источниками питания соответственно.

Микропрограмма модулей КПИ-11 построена на основе операционной системы реального времени FreeRTOS [3]. Программно создано два потока с алгоритмами управления: поток взаимодействия с источником питания KORAD и поток, реализующий поддержку протокола Modbus RTU.

Модули сгруппированы исходя из количества источников питания на каждой ускорительной станции. Схема подсистемы управления магнитными элементами представлена на рис. 2.

Следует отметить, что модули КПИ-11 являются универсальными устройствами, на основе которых можно построить распределенную си-



Рис. 1. Конфигурация модулей КПИ-11: 1 – преобразователь интерфейсов Ethernet/RS-485; 2 – модули КПИ-11.



Рис. 2. Схема подсистемы управления магнитными элементами.

стему управления практически любым оборудованием с интерфейсом RS-232. Это достигается путем реализации системы команд ведомого блока внутри модуля КПИ-11 и передачи на верхний уровень всех необходимых параметров по протоколу Modbus.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

Программное обеспечение (п.о.) Тапдо для управления магнитными элементами можно разделить на две части — серверную и клиентскую.

На серверном уровне осуществляется обмен данными с модулями КПИ-11. Серверная часть п.о. реализована на языке Python с использованием PyTango [4] и PyModbus [5].

Клиентский уровень, п.о. которого реализовано на языке C++ с использованием фреймворка Qt5 и библиотеки QTango [6], предоставляет графический интерфейс для управления магнитными элементами. Клиентская часть п.о. позволяет управлять основными параметрами источников питания, формировать конфигурационный файл с этими параметрами, а также осуществлять мониторинг стабильности обмена данными между модулями КПИ-11 и источниками питания.

Таким образом, на основе интеллектуальных интерфейсных модулей КПИ-11 и программного обеспечения Tango разработана система автоматизированного управления магнитными элементами для фокусировки и коррекции положения пучка линейного ускорителя электронов ЛИНАК-200. Работа выполнена при поддержке Объединения молодых ученых и специалистов ОИЯИ (грант № 20-203-05).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Ноздрин М.А.* Дис. ... канд. техн. наук. ОИЯИ. 2018. 115 с.
- Nozdrin M.A., Kobets V.V., Timonin R.V., Trifonov A.N., Shirkov G.D., Zhemchugov A.S., Novikov I.I. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17. P. 600. https://doi.org/10.1134/S1547477120040342
- 3. FreeRTOS. https://freertos.org
- 4. PyTango. https://pytango.readthedocs.io
- 5. PyModbus. https://pymodbus.readthedocs.io
- Strangolino G., Asnicar F., Forch'i V., Scafuri C. // Proceedings of the 12th International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALEPCS2009), Oct. 12–16 2009. Kobe, Japan. 2009. P. 865.

Адрес для справок: Россия, 141980, Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6, Объединенный институт ядерных исследований. E-mail: trifonov@jinr.ru

УДК 628.978+628.938+53.084.853

АВТОНОМНЫЙ СПЕКТРОЗОНАЛЬНЫЙ ОСВЕТИТЕЛЬНЫЙ ПРИБОР С ФУНКЦИЕЙ БЕЛОГО СВЕТА С ВЫСОКИМ ИНДЕКСОМ ЦВЕТОПЕРЕДАЧИ

© 2021 г. И. Г. Пальчикова^{*a,b*}, Е. В. Карамшук^{*a*}, Е. С. Смирнов^{*a*}, Е. И. Пальчиков^{*b,c*}, М. С. Самойленко

Поступила в редакцию 12.10.2020 г. После доработки 23.11.2020 г. Принята к публикации 30.11.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816221030241

Разработан и испытан экспериментальный образец осветительного прибора "Фотобокс 3138", который является автономным, портативным, имеет мобильную конструкцию, что допускает его работу не только в лабораторных, но и "полевых" условиях, а также позволяет фотографировать плоские и близкие к плоским объекты размером до 300 × 300 мм с заданным расстоянием до объекта.

На рис. 1а показан внешний вид прибора, а на рис. 16 представлены спектры осветителей. Корпус устройства построен на основе профиля Alumica 30 × 30 мм (ООО "СтройСнабКомплект", Тверь, Россия) и алюминиевых плоских панелей, вставленных в пазы профиля через уплотнитель.

Источниками света служат светодиоды, расположенные оптимальным образом внутри рабочей камеры. В результате численного моделирования и экспериментальных проверок выбрана схема, в которой каждый одиночный ленточный осветитель, состоящий из набора светодиодов, размещается на оптимальной высоте по периметру на боковых стенках камеры. При размере световой камеры $300 \times 300 \times 300$ мм и расстоянии от ленты осветителя до рабочего поля от 160 до 260 мм неравномерность освещенности на краях поля не превышает 2%.

Конструкция включает белый светодиодный осветитель с цветовой температурой 5000 К (СІЕ D50) и высоким индексом цветопередачи (СRI 97+) и набор из шести независимо включаемых монохромных светодиодных осветителей в спек-

тральном диапазоне от 365 до 870 нм, спектры которых были представлены на рис. 16.

В осветителе белого света используются 60 SMD-светодиодов размерами 3 × 3 × 0.65 мм и мощностью до 0.2 Вт (STW9C2PB-S корейской компании Seoul Semiconductor), спектр которых (линия 7 на рис. 16) не имеет глубокого провала в спектре излучения в области 480 нм, характерного для спектров "теплого" или "холодного" белого света. Это позволяет выполнять с высокой степенью воспроизводимости количественный колориметрический анализ цифровых изображений, полученных в приборе "Фотобокс 3138".

Для спектрозональных съемок в видимом спектральном диапазоне выбраны четыре типа светодиодов, пики излучения которых приходятся на длины волн 458.1, 523.1, 594.1 и 630.6 нм (см. рис. 1б).

Кроме осветителей видимого света добавлены осветители ближнего ультрафиолета с пиком излучения на длине волны 370 нм и инфракрасный на 850 нм. Спектральные полосы светодиодов узкие и практически не пересекаются. Это позволяет уверенно разделять спектральные диапазоны при регистрации цифровых снимков. В случае ультрафиолетового (у.ф.) осветителя можно проводить либо фотосъемку в у.ф.-диапазоне, либо люминесцентную фотосъемку, используя соответствующий светофильтр перед объективом камеры.

Применение осветителей семи разных типов потребовало создания автономного источника с семью независимыми, отдельно и однократно калибрующимися, стабильными источниками тока. Каждый из семи осветителей имеет свой независимый тумблер включения-выключения. Таким образом, можно выбирать самые разные схемы освещения, что обеспечивает возможность как спектрозонального, так и мультиспектрального анализа цифровых изображений, получаемых в

^аКонструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, Новосибирск, Россия.

^b Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск, Россия.

^с Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия.



Рис. 1. а – внешний вид прибора "Фотобокс 3138" (одна из стенок рабочей камеры сделана откидной – для простоты работы с объектом фотосъемки; сверху расположен штативный адаптер Base 75 для крепления фотокамеры, по бокам корпуса расположены рукоятки для переноски и для позиционирования камеры при измерениях); **б** – спектральные характеристики осветителей. 1–7 – номера спектральных линий: 1 – осветителя у.ф.-диапазона (светодиоды SST-10-UV-A130-E365), 2 – синего осветителя (XPEBRY-L1-0000-00K02), 3 – зеленого (XPEBGR-L1-0000-00C03), 4 – желто-го (XPEBAM-L1-0000-00802CT), 5 – красного (XPEBRD-L1-0000-00502CT), 6 – осветителя инфракрасного диапазона (SST-10-IR-B130-K850), 7 – белого света (STW9C2PB-S).

приборе "Фотобокс 3138". Встроенный аккумулятор позволяет работать автономно в течение 10 ч. Кроме того, прибор содержит сетевой блок питания и встроенный контроллер зарядки аккумулятора, что обусловливает его многофункциональность.

Внутренние стенки камеры могут быть черными, что реализует тип освещенности МКО "45/0", либо — белыми для типа освещенности МКО "дифф./0".

По цифровым снимкам образца белого рассчитывались цветовые координаты осветителей. Расположение осветителей на диаграмме цветности CIE1931 *ху* показано на рис. 2.

Осветительный прибор "Фотобокс 3138" имеет повторяемые в течение длительного срока эксплуатации характеристики освещенности, мгновенный выход на рабочий режим и следующие конструктивные характеристики: внешние габариты 446 × 362 × 630.5 мм, вес с фотокамерой не более 16.5 кг, рабочее поле 300 × 300 мм, падение освещенности на краях рабочего поля — в пределах 2%.

Спектральные характеристики осветителей позволяют использовать устройство для получения цифровых фотографий объектов, пригодных для колориметрического, спектрозонального и мультиспектрального анализа.

Экспериментальный образец осветительного прибора "Фотобокс 3138" был успешно апробирован [2] в Волгоградской академии МВД РФ при проведении колориметрического и мультиспектрального анализа фотографий мишеней и определения количественной цветовой разницы штрихов надписей на документах, выполненных различными красящими веществами, а также надписей, залитых краской.



Рис. 2. Расположение осветителей на диаграмме цветности СІЕ1931 xy обозначенных треугольными маркерами. Нумерация маркеров соответствует нумерации спектральных линий на рис. 16. Маркеры цветовых координат, полученные при использовании нескольких осветителей, помечены номерами соответствующих осветителей через дефис. Доминирующие длины волн нанесены на локус круглыми маркерами, их значения выделены курсивом. Положение точки равноэнергетического источника обозначено литерой E, а квадратным маркером — точка, лежащая на локусе Планка и наиболее близкая к точке E, она подписана значением температуры абсолютно черного тела в градусах Кельвина. По осям указаны значения безразмерных координат xy.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 19-08-00874*a*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Карамшук Е.В. // Сб. материалов Национальной конференции с международным участием "Сиб Оптика-2019". Новосибирск: СГУГиТ. 2019. Т. 8. С. 286. doi 2618-981Х-2019-8-286-291
- 2. Пальчикова И.Г., Смирнов Е.С., Баринова О.А., Латышов И.В., Васильев В.А., Кондаков А.В. // Компьютерная оптика. 2020. Вып. 44. № 4. С. 606. https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-631

Адрес для справок: Россия, 630058, Новосибирск, ул. Русская, 41, Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН. *E-mail: Palchikova@gmail.com*

____ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ _ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 53.08+543.424.2

УСТАНОВКА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ С ВНЕШНИМ НАГРЕВОМ ДЛЯ IN SITU ИССЛЕДОВАНИЙ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

© 2021 г. Н. В. Черткова^{*a*}, А. В. Спивак^{*a*}, Е. С. Захарченко^{*a*,*b*}, Ю. А. Литвин^{*a*}, О. Г. Сафонов^{*a*}, А. П. Новиков^{*c*}, В. С. Ефимченко^{*b*}, К. П. Мелетов^{*a*,*b*}

Поступила в редакцию 18.08.2020 г. После доработки 03.11.2020 г. Принята к публикации 06.11.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816221020142

Разработана и испытана экспериментальная установка для проведения спектроскопического анализа образцов при давлениях до 6.5 ГПа и температурах до 500°С и более при равномерном нагреве рабочего объема. Установка состоит из ячейки с алмазными наковальнями с широкой апертурой, внешнего нагревателя и блока охлаждения (рис. 1).

Ячейка изготовлена в ИФВД РАН из немагнитного коррозионно-стойкого сплава 40ХНЮ на основе конструкции типа поршень—цилиндр с регулировкой усилия на алмазные наковальни посредством винтового механизма [1]. Размер апертуры 60° обеспечивает широкий оптический доступ к образцу для проведения наблюдений во время нагрева и регистрации спектров комбинационного рассеяния (к.р.) in situ.

Резистивный нагреватель смонтирован из рениевой проволоки, соединенной с платиновыми электродами, согласно методике, описанной в [2], и установлен вокруг прокладки с образцом внутри ячейки. Ток подается на электроды с помощью регулируемого линейного источника питания Ningbo JiuYuan Electronic (QJ3020E). Нагрев ячейки контролируется по показаниям $Pt_{90}Rh_{10}$ —Pt-термопары (S-type), зафиксированной в непосредственной близости от прокладки с образцом и подключенной к микропроцессорному измерителю-регулятору OVEN (TPM101).

Давление в рабочей камере рассчитывается по положению линии флуоресценции R₁ в спектре рубина [3, 4] или с использованием других марке-

ров давления (например, SrB_4O_7 : Sm^{2+} , *c*-BN, алмаз) [5–8]. Ячейка устанавливается в блок охлаждения, через который циркулирует проточная вода для уменьшения тепловой нагрузки на объектив микроскопа. Также осуществляется продувка ячейки инертным газом с примесью водорода (98%Ar + 2%H₂) для предотвращения окисления нагревателя и алмазных наковален при высоких температурах.

При проведении оптического анализа установку размещают на специальном столике под микроскопом Olympus BX51, к которому подключена цифровая камера GigE uEve (SUXGA, 2048 × 1536) и спектрограф Acton SpectraPro-2500i с детектором ССD Pixis2K, охлаждаемым до -70°С. Длиннофокусный объектив Olympus 20[×] с рабочим расстоянием 25 мм позволяет фокусировать лазерный пучок диаметром ~2 мкм внутри ячейки и проводить визуальный контроль фазового состояния образца во время нагрева. Измерение спектров к.р. проводится в геометрии обратного рассеяния с использованием непрерывного твердотельного лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм с диодной накачкой и краевого фильтра с полосой $\sim 100 \text{ cm}^{-1}$.

Эффективность установки была продемонстрирована на примере исследования диссоциации борана аммиака (NH₃BH₃) при нагреве. При давлениях 0.5–0.7 ГПа и температурах выше 195°С в рабочей камере наблюдалось выделение флюида по всему объему образца. Рис. 2а иллюстрирует фазовое состояние образца при 300°С во время эксперимента. Наличие ротационных линий H₂ [9] в спектрах к.р., записанных при высоком давлении (рис. 26), подтверждает выделение молекулярного водорода при диссоциации. После снижения давления и открытия ячейки спектры к.р. продуктов диссоциации уже не содержали этих ли-

^аИнститут экспериментальной минералогии им. акад. Д.С. Коржинского РАН, Черноголовка Московской обл., Россия.

^b Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка Московской обл., Россия.

^с Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Москва, Троицк, Россия.



Рис. 1. Установка высокого давления для оптических исследований. *1* – цилиндрическая часть ячейки с алмазными наковальнями; *2* – поршневая часть ячейки с алмазными наковальнями; *3* – винты для создания усилия; *4* – тарельчатые пружины; *5* – кварцевые стекла; *6* – опоры алмазных наковален; *7* – алмазные наковальни; *8* – металлическая прокладка; *9* – керамическая подложка для нагревательного элемента; *10* – проволочный нагревательный элемент; *11* – металлический блок с отверстиями для водного охлаждения и продувки ячейки инертным газом с примесью водорода.



Рис. 2. а – фотография образца борана аммиака при экспериментальных параметрах (300°С, 0.5 ГПа); **б** – спектр к.р. водородного флюида (^HR₁ и ^HR₂ – ротационные моды молекулы H₂); **в** – спектр к.р., записанный в той же точке после открытия ячейки.

ний (рис. 2в), что свидетельствует о потере летучих компонентов при комнатных условиях.

Установка имеет компактные размеры, проста в использовании и совместима со стандартным спектральным оборудованием для изучения фазового состояния образцов при заданных значениях давлений и температур.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-77-00079) и частично в рамках государственного задания АААА-А18-

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2021

118020590140-7 Института экспериментальной минералогии им. академика Д.С. Коржинского РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Новиков А.П., Ляпин С.Г., Стишов С.М. // ПТЭ. 2019. № 1. Р. 131. https://doi.org/10.1134/S0032816218060277
- Chertkova N., Ohfuji H., Nomura R., Kadobayashi H., Irifune T. // High Press. Res. 2018. V. 38. № 3. P. 337. https://doi.org/10.1080/08957959.2018.1476506
- 3. *Jayaraman A.* // Rev. Sci. Instrum. 1986. V. 57. № 6. P. 1013. https://doi.org/10.1063/1.1138654

- 4. *Ragan D.D., Gustavsen R., Schiferl D.* // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. № 12. P. 5539. https://doi.org/10.1063/1.351951
- Yusa H., Yagi T., Arashi H. // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. № 3. P. 1463. https://doi.org/10.1063/1.356380
- 6. Datchi F, Dewaele A., Loubeyre P, Letoullec R., Godec Y.L., Canny B. // High Press. Res. 2007. V. 27. № 4. P. 447. https://doi.org/10.1080/08957950701659593
- Schiferl D., Nicol M., Zaug J.M., Sharma S.K., Cooney T.F., Wang S.-Y., Anthony T.P., Fleischer J.F. // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. № 7. P. 3256. https://doi.org/10.1063/1.366268
- Chertkova N., Yamashita S., Ito E., Shimojuku A. // Min. Mag. 2014. V. 78. № 7. P. 1677. https://doi.org/10.1180/minmag.2014.078.7.11
- 9. Goncharov A.F., Strzhemechny M.A., Mao H.K., Hemley R.J. // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. № 6. P. 064304. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.064304

Адрес для справок: Россия, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 4; Институт экспериментальной минералогии им. академика Д.С. Коржинского РАН. Тел.: 8(496)5225876. E-mail: nadezda@iem.ac.ru (Черткова Н.В.)

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816221030356

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Розов С.В., Сандуковский В.Г., Чернышев Б.А. Отбор событий в реакциях поглощения π^- -мезонов ядрами. — 8 с., 4 рис.

Представлено описание методики отбора событий при поглощении остановившихся пионов в тонких мишенях. Данный подход основан на использовании в качестве последних слоев замедлителя двух мониторных кремниевых 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%.

Джилкибаев Р.М. Черенковский монитор протонного пучка. – 11 с., 10 рис.

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.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Арзев А.Г., Галахов И.В., Ганин Л.С., Гришанин А.В., Елисеев В.В., Картаев В.Н., Коженков Е.В., Креков А.В., Мартыненко В.А., Мускатиньев В.Г., Наумов Д.А., Немаев Д.Ю., Осин В.А., Свиридов В.В., Фролов О.В., Хапугин А.А. Коммутаторы нового поколения на реверсивно-включаемых динисторах для мощных электрофизических установок. — 16 с., 12 рис.

Представлены результаты разработки и основные характеристики полупроводниковых коммутаторов тока нового поколения (250 кА/25 кВ/70 Кл) на основе блоков последовательно соединенных реверсивновключаемых 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. Выполнены 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.

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.

Рябов И.В., Стрельников И.В., Дегтярев Н.В. Высокочастотный цифровой вычислительный синтезатор сложных широкополосных сигналов для телекоммуникационных систем. — 12 с., 7 рис.

Приведены принципы построения и структурносхемотехнические 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.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Антонов С.Н. Акустооптический сумматор-модулятор излучения лазеров. – 6 с., 4 рис.

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

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.

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 *р*-*n*-перехода. Установлены соотношения. позволяющие определить изменение электрофизических и светотехнических характеристик светодиодов при воздействии 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.

Котов В.М., Воронко А.И. Акустооптический фильтр пространственных частот двухцветного излучения, оперирующий в первом дифракционном порядке. - 11 с., 3 рис.

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.

Потапов В.Т., Жамалетдинов Н.М. Возможности повышения точности измерений абсолютных расстояний методом спектральной низкокогерентной интерферометрии. — 6 с., 4 рис.

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

Семенов А.П., Семенова И.А., Цыренов Д.Б.-Д., Николаев Э.О. Физическое распыление медного анода планарного магнетрона пучком ускоренных ионов аргона энергий 1–10 кэВ. – 5 с., 2 рис.

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-Cu-покрытий реактивным магнетронным распылением и направленно воздействовать на нанокристаллическую структуру покрытий.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Алферов В.Н., Бритвич Г.И., Васильев Д.А., Костин М.Ю., Лутчев А.В., Сухих А.В., Федорченко В.Н., Черниченко С.К., Янович А.А. Радиационный монитор на основе литьевых полистирольных сцинтилляторов с использованием спектросмещающих волокон. – 5 с., 3 рис.

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

Богомолов А.В., Драган С.П., Оленина И.В. Аппаратно-программный комплекс для ипсилатерального измерения порога акустического рефлекса. – 18 с., 7 рис.

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 в звуковом диапазоне частот с любым заданным шагом.

Герасимова С.К., Гололобов П.Ю., Григорьев В.Г., Зверев А.С., Стародубцев С.А., Егоров А.Г., Неустроев Н.И., Михеев А.А., Сорокин Е.Е., Кармадонов А.Я., Пахмуллов А.В. Мюонный телескоп на сцинтилляционных счетчиках. – 15 с., 4 рис.

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.

Глуховский Е.М., Егоров А.И., Карапетянц М.И. Разработка алгоритма кодирования звука для системы кохлеарной имплантации. – 20 с., 9 рис.

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.

Михалко Е.А., Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В. Направленный детектор нейтронов умеренных энергий. – 8 с., 6 рис.

Для совместного использования со стандартными детекторами на станции космических лучей г. Апатиты разработан и установлен нейтронный спектрометр с тремя каналами по энергиям и углом приема частиц, составляющим 15°. Такая конфигурация устройства позволяет изучать степень анизотропии потока частиц. Характеристики детектора (функция отклика и угол приема частиц), а также геометрические размеры были получены численным моделированием при помощи пакета программ GEANT4. В ходе работы устройства была собрана база данных наблюдений и получены предварительные результаты. Стерлядкин В.В., Куликовский К.В., Кузьмин А.В., Шарков Е.А., Лихачева М.В. Струнный волнограф с инфракрасной регистрацией длины струн. – 8 с., 8 рис.

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.

Филиппов М.В., Махмутов В.С., Квашнин А.Н., Максумов О.С., Стожков Ю.И., Raulin J.-P., Тасzа J. Наземная установка для детектирования космических лучей "Гамма-спектрометр" в астрономическом комплексе CASLEO. – 7 с., 5 рис.

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.

Шувалов В.А., Токмак Н.А., Письменный Н.И., Кочубей Г.С. Физическое моделирование воздействия атомарного кислорода ионосферы Земли на полимеры космических аппаратов. — 19 с., 5 рис.

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 дегралацию полимера определяет химическое травление. При этом флюенс атомарного кислорода и коэффициент ускорения стендовых испытаний практически на два порядка больше, чем коэффициент ускорения при облучении полиимида kapton-Н потоками атомарного кислорода с энергией 5 эВ.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Afrasyab Khan, Khairuddin Sanaullah, Спиридонов Е.К., Подзерко А.В., Хабарова Д.Ф., Ahmad Hasan Ali, Ahmed Salam Farooqi, Mohammed Zwawi, Mohammed Algarni, Bassem F. Felemban, Ali Bahadar, Atta

Работа представляет собой попытку описать парожидкостные потоки с фазовыми переходами, что может помочь в определении передачи массы. количества движения и энергии в межфазной области, содержашей пар и волу. В этом исслеловании описывается разработка сенсорной электродной системы измерения паровой фракции, 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 заланного 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 вилимые границы межлу 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.

Градобоев А.В., Бондаренко Е.А., Варлачев В.А., Емец Е.Г., Седнев В.В. Методика исследования стойкости светодиодов к облучению быстрыми нейтронами на реакторе ИРТ-Т. – 8 с., 4 рис.

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.

Загрядский В.А., Кравец Я.М., Латушкин С.Т., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Рыжков А.В., Удалова Т.А., Унежев В.Н., Чувилин Д.Ю. Установка для извлечения радиоизотопов рения из облученной вольфрамовой мишени. – 7 с., 3 рис.

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.

Мочалов С.Э., Антипин А.В., Нургалиев А.Р., Колосницын Д.В., Колосницын В.С. Аппаратно-программный комплекс для исследования зарядно-разрядных характеристик вторичных химических источников тока. — 14 с., 4 рис.

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.

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 № 3 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/